



Etude des noyaux d'iridium déficients en neutrons par spectroscopie laser

David Verney

► To cite this version:

David Verney. Etude des noyaux d'iridium déficients en neutrons par spectroscopie laser. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 2000. Français. NNT : . tel-00001421

HAL Id: tel-00001421

<https://theses.hal.science/tel-00001421>

Submitted on 14 Jun 2002

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I
SCIENCES & GEOGRAPHIE

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER

Discipline : Physique Nucléaire

Présentée et soutenue publiquement

par

David VERNEY

Le 19 décembre 2000

TITRE :

**Etude des noyaux d'iridium déficients en neutrons
par spectroscopie laser**

Directrice de thèse : Melle B. ROUSIERE

COMPOSITION DU JURY :

M. J.F. BRUANDET	Président
Mme M.-G. PORQUET	Rapporteur
M. J. LIBERT	Rapporteur
Mme N. FRASCARIA	
M. E.W. OTTEN	
Melle B. ROUSIERE	

Or, voici l'image que j'appelle un objet matériel ; j'en ai la représentation. D'où vient qu'elle ne paraît pas être en soi ce qu'elle est pour moi ? C'est que, solidaire de la totalité des autres images, elle se continue dans celles qui la suivent comme elle prolongeait celles qui la précèdent. Pour transformer son existence pure et simple en représentation, il suffirait de supprimer tout d'un coup ce qui la suit, ce qui la précède, et aussi ce qui la remplit, de n'en plus conserver que la croûte extérieure, la pellicule superficielle. Ce qui la distingue, elle image présente, elle réalité objective, d'une image représentée, c'est la nécessité où elle est d'agir par chacun de ses points sur tous les points des autres images, de transmettre la totalité de ce qu'elle reçoit, d'opposer à chaque action une réaction égale et contraire, de n'être enfin qu'un chemin sur lequel passent en tout sens les modifications qui se propagent dans l'immensité de l'univers. Je la convertirais en représentation si je pouvais l'isoler, si surtout je pouvais en isoler l'enveloppe. La représentation est bien là, mais toujours virtuelle, neutralisée, au moment où elle passerait à l'acte, par l'obligation de se continuer et de se perdre en autre chose. Ce qu'il faut pour obtenir cette conversion, ce n'est pas éclairer l'objet, mais au contraire en obscurcir certains côtés, le diminuer de la plus grande partie de lui-même, de manière que le résidu, au lieu de demeurer emboîté dans l'entourage comme une *chose*, s'en détache comme un *tableau*.

Henri Bergson
Matière et mémoire

Remerciements

L'action de cette thèse se déroule à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay dirigé par *S. Galès*, au sein de la Division de Recherche dirigée par *N. Frascaria* : tous deux ont constitué les garants de l'excellente qualité de l'environnement matériel, technique et scientifique, en un mot : professionnel, dont ce travail a bénéficié. Je tiens ici, à les en remercier.

B. Roussière, en acceptant la charge d'encadrer cette thèse, a présidé à la tâche difficile de maçonner fermement entre eux, tant d'éléments épars : concepts, outils et savoir-faire. Travailler sous la direction d'une expérimentatrice de sa carrure a été pour moi une chance unique. J'ai puisé dans l'exemple de son extrême rigueur scientifique et de sa précision, une grande part de la force nécessaire pour mener à bien ce travail. Puisse-t-elle accepter, pour tout cela, l'expression de ma profonde et inaltérable reconnaissance.

Je voudrais remercier l'ensemble des membres du jury pour y avoir apporté leur contribution avec tant d'attention et de gentillesse.

J.-F. Bruandet d'abord, pour en avoir accepté la présidence. Merci à lui de m'avoir fait profiter de toute la richesse de sa connaissance des techniques expérimentales de la physique nucléaire. Merci surtout, de n'avoir jamais douté de cette thèse et en particulier de m'avoir encouragé et soutenu dans ma décision de partir vers la physique dont je rêvais. Je remercie très chaleureusement *M.-G. Porquet* pour l'étude scrupuleuse et exhaustive à laquelle elle a soumis mon manuscrit. La profondeur et l'exactitude des frappes chirurgicales qu'elle a opérées aux endroits stratégiques de mon texte, m'ont permis d'en ôter les carapaces inutiles et de l'ouvrir à un théâtre d'opération plus vaste*. Merci à *J. Libert* d'avoir partagé avec autant de malice, de sincérité et de joie, l'enthousiasme qu'a suscité en moi ce travail dans son entier. Merci encore d'avoir assuré mes premiers pas dans l'ascension de ce que je prenais naïvement pour les aiguilles inaccessibles d'une cathédrale†. *N. Frascaria* observe avec une attention extrême les progrès et l'évolution de chaque thésard de la Division. Les conseils qu'elle a su me prodiguer aux moments clefs, en particulier sur le mode de fonctionnement de l'Université Paris XI‡ m'ont été d'un grand secours. Enfin, j'ai eu le privilège de bénéficier des conseils et des remarques du *Pr. E. Otten* : recevoir son assentiment pour ce travail relève pour moi d'une valeur scientifique inestimable. Ce soutien m'a été d'une grande aide dans les

*On déplorera seulement une victime en la matière d'un «paquet de petits gateaux» qu'étrangement la lecture de la n^{ième} couche d'un texte, à structure en pouding, lui inspira de manger.

†Les analogies littéraire et cinématographique que lui inspirèrent respectivement la lecture de ce travail et sa présentation orale m'ont comblé : suffira-t-il de lui dire, pour lui témoigner de mon immense reconnaissance, qu'à mes yeux, il répond à lui seul des conditions d'existence d'un savoir qui serait gai ?

‡Il est vrai, là encore, qu'il m'est arrivé de me casser quelques dents en trébuchant maladroitement sur certaines lignes de texte officiel...

toutes dernières étapes de ma rédaction, alors que le doute m’envahissait. Je tiens donc à lui adresser, ici, l’expression de mon immense admiration et de ma plus vive reconnaissance.

A l’origine de cette thèse se trouvent deux personnes qui ont eu sur moi le plus merveilleux ascendant. Venir au monde de la physique nucléaire a été un peu, en ce qui me concerne, comme subir un processus de naissance platonicienne : ma volonté informulée d’étudiant butinait innocemment aux diverses branches des sciences physiques. Lorsque l’heure eut sonné (à l’approche d’un stage), je vis une lumière : elle émanait du bureau de *Mme M. Durand*. Je ne savais pas ma chance : Thétis plongeant son Achille d’étudiant dans les eaux sombres du Styx nucléaire, elle me dit «allez et n’ayez pas peur» – je vous dois, chère “Marraine” mes premières armes, celles qui ne m’ont jamais trahi. Acceptez, pour avoir été à l’origine de tout ceci, mes remerciements les plus fougueux.

Il est difficile de décrire le charme qu’exerça sur moi le récit des aventures des atomes radioactifs réfractaires, tel que je l’entendis la première fois de la bouche de *F. Ibrahim*. C’est qu’il rendait le noyau au grand flux de la vie électromagnétique, dans un merveilleux chatolement de lumières laser. Merci, Fadi, de ton indéfectible soutien, moral et intellectuel, de cette attention de tous les instants qui relève parfois de l’osmose et qui voit sa contrepartie légitime dans cette grande exigence dont tu fais preuve et qui m’est chère. Ces remerciements constituent un cadre trop exigu pour évoquer ce que représente pour moi notre rencontre tectonique qui eut la physique pour vecteur : il n’est qu’à la rendre à la chance bataillenne.

J’ai eu l’extrême plaisir et le très grand privilège de travailler au quotidien aux côtés de certaines personnes auxquelles je voudrais adresser maintenant, mes remerciements les plus chaleureux.

J. Sauvage, d’abord, qui a suivi l’ensemble de mon travail avec beaucoup d’attention. Elle m’a initié à nombre d’arcanes subtiles, du calcul Hartree-Fock au détecteur $4\pi\beta$, avec patience. Mes nombreuses interrogations, jusqu’aux plus naïves, ont toujours trouvé auprès d’elle un accueil bienveillant. Je tiens en particulier à la remercier pour les nombreuses critiques et suggestions dont elle m’a fait bénéficié lors de la rédaction de ce texte. *F. Le Blanc* m’a guidé avec maestria et bonne humeur, parmi les tours et les détours d’un système expérimental complexe. Merci de m’avoir enseigné à me diriger dans la forêt spectrale des raies atomiques et dans la jungle des outils informatiques. Merci à lui également pour les nombreuses remarques et suggestions lors de la rédaction. *A. Picard* a suivi avec une attention toute maternelle mon évolution au cœur de ce territoire du bâtiment 104, dont, en patiente observatrice, elle connaît tous les acteurs et les moindres aspérités. Merci d’avoir partagé avec tant de complicité mes angoisses et mes joies. Merci d’avoir défait patiemment pour moi tant de sacs de nœuds administratifs. Merci, enfin, d’avoir orchestré avec entrain et majesté la mise œuvre du lunch doctoral. *A. Korichi* m’a tendu l’étrier de l’enseignement, sa bonne humeur communicative et sa sincérité sont de véritables remèdes à la mélancolie et un véritable soutien au quotidien : pour tout cela, merci. Merci aussi, à *J. Oms* et *N. Perrin* qui, puisant sans cesse au cœur de leur culture océanique, ont peuplé mon quotidien de myriades de petites et de grandes histoires, celles qui replongent le travail au jour le jour dans le mouvement plus vaste de la pensée scientifique. Enfin, je tiens à réserver un remerciement tout particulier à *C. Bourgeois* : il a été pour moi cet interlocuteur tranquille, compétent et disponible dont j’ai pu éprouver la cruelle nécessité, en particulier lorsque je m’essayais pour la première fois au métier d’enseignant.

L'expérience sur l'iridium est une œuvre collective, impliquant un grand nombre de talents : j'ai eu la joie d'être intégré au sein de cette collaboration et je voudrais exprimer ici ma profonde reconnaissance à l'intention de ses membres.

J'aimerais d'abord témoigner à *J. Pinard* et à *J. Obert* de mon immense admiration (parfois médusée) et de mon respect : au premier qui, par ce doigté de velours sidérant, peut soumettre les flux de lumière les plus rebelles et d'un geste imperceptible, enflammer les cavités éteintes ; au second dont l'ingéniosité, la patience et la précision d'orfèvre peuvent seules venir à bout de ces métaux précieux et lourds si réfractaires aux desiderata expérimentaux. Merci de m'avoir fait partagé avec tant de gentillesse et de générosité cet immense savoir-faire. Les expériences à COMPLIS ne pourraient avoir lieu sans la participation active, l'investissement et le dynamisme de nombreux autres collaborateurs que je tiens à remercier particulièrement : le pilotage informatique de l'expérience et l'acquisition ne sauraient donner pleinement satisfaction sans la vigilance de *N. Barré* et le système laser, fonctionner pleinement sans le savoir-faire de *L. Cabaret*. J'associe à ces remerciements *E. Cottureau*, *M. Ducourtieux* et *J.C. Putaux* qui ont officié avec talent au séparateur, à l'injecteur et le long des lignes et avec qui, travailler est un véritable plaisir. *J. Genevey* a suivi ma progression d'apprenti thésard à thésard, puis à docteur. Elle apporte aux expériences à ISOLDE à la fois sa précieuse contribution d'expérimentatrice aguerrie et sa bonne humeur diplomate qui font merveille. Merci à *G. Huber* qui prend en charge nombre des tâches inhérentes à la dimension internationale de cette collaboration et à son déroulement au CERN. Je tiens à lui exprimer ma gratitude pour m'avoir fait bénéficier de sa grande expérience de la vie dans la communauté scientifique au cours de fructueuses discussions, et pour l'accueil chaleureux qu'il m'a réservé à Mayence. Merci également à *J. Crawford*, *V. Sebastian*, *J.K.P. Lee*, *H.T. Duong* et *D. Lunney* qui ont apporté leur précieuse contribution à cette expérience. Merci, enfin à *G. Le Scornet* qui sait guider les jeunes utilisateurs perdus (et les autres), avec tant de sollicitude et d'efficacité, parmi les méandres borgesien du CERN et dont l'appui logistique et dynamique est pour beaucoup dans le bon déroulement des expériences.

Dans le flot intense de la vie du laboratoire, certaines personnes m'ont tendu la main et mon accordé une attention particulière.

I. Deloncle m'a fait partager son expérience de jeune et dynamique chercheuse : les discussions que nous avons eues, m'ont grandement éclairé sur le mode de fonctionnement de la communauté de la physique nucléaire. Merci d'avoir toujours pris le temps de m'accorder un conseil, et de m'avoir offert avec tant de gentillesse le gîte et le couvert en période de grève de la ligne **B**. Je voudrais adresser un merci tout particulier à *C. Donzaud* pour avoir toujours accepté de partager avec moi son enthousiasme communicatif pour l'enseignement, et, pour ces petits problèmes joyeusement résolus, ensemble, sur un coin de tableau ou de cahier. Je remercie très chaleureusement *D. Guillemaud-Mueller* et *F. Pougheon* qui, par leur bonne humeur communicative et leur gentillesse, ont su remettre un peu de rose à mes joues pâlottes à la veille de l'épreuve, leurs conseils m'ont été d'une aide précieuse.

Je voudrais également remercier tous ces collaborateurs et collègues dont l'aide et la très grande compétence m'ont été indispensables pour mener à bien recherches et enseignement d'une part, et dont la gentillesse, d'autre part, rend la vie quotidienne au laboratoire tellement plus agréable et vivante : merci à *S. Essabaa* dont le sourire ensoleille les aires expérimentales ; merci à *J. F. Rabasse*, *R. Sellem* et *C. Veron* si attentifs aux desiderata parfois tarabiscotés des physiciens ; merci à *H. Lefort*, *O. Bajeat*, *S. Du* et *O. Hubert* avec qui j'aimerais avoir

encore souvent l'occasion de travailler ; merci à *J. Proust* et *N. Pauwels* pour leur aide lors de la préparation de mon TP dit «à 1 F» ; merci à *N. Pochet* qui réussit l'exploit d'être à la fois complètement indispensable et disponible ; merci à *M.-C. Blanchet*, *M. Luneau*, *A. Renard* et *S. Robert* qui m'ont guidé si judicieusement suivant les sinuosités babeliennes des rayonnages ; merci à *M. Lerin* et *M.-J. Prigent* qui savent régler le mécanisme subtil des missions avec tant de précision et de célérité ; merci à *D. Grialou* et *P. Pichot* qui ont contribué activement et avec beaucoup de gentillesse à la réussite de mon pot de thèse ; merci, enfin, à *M. Fournier* et *C. Jaureche* du service reprographie, à qui il appartient d'apporter l'ultime et indispensable contribution à ce travail.

Je ne saurais oublier d'associer à ces remerciements mes compagnons de fortune et/ou d'infortune : mes collègues doctorants. J'aimerais que *Guillaume* accepte ici mes remerciements les plus chaleureux pour avoir été ce confident attentif, sincère, infatigable et de si bon conseil. Ton amitié a été un soutien indispensable pendant toute la durée de cette thèse et continue de l'être au-delà. Un merci tout particulier à *Marjorie*, que j'ai toujours considérée comme ma grande sœur de thèse, celle à qui l'on peut se confier lorsque l'on vient de se faire gronder, qui console donc, et qui conseille. Les caprices du calendrier nous ont amené, *Armand* et moi, à souffrir les affres à peu près en même temps : courage pour la suite ! La notion de "promo de thèse" m'aurait paru incongrue avant ces fameuses Rencontres Jeunes Chercheurs de 1998 à Grasse, déjà fort louées dans de nombreuses et récentes thèses. J'aimerais simplement remercier, pour tous ces bons moments passés là-bas et ici, *Héloïse*, *Liliane*, *Marjorie* (encore !), *Elias*, *Santiago*, *Thomas*, *Nicolas* et *Julien*. Je tiens à réserver un merci tout particulier à *Sébastien*, compagnon providentiel de paillotte grassoise.

L'ascension de la longue échelle universitaire a nécessité un soutien familial au long cours, je profite de ces lignes pour adresser à mes parents et ma sœur *Armelle* mes plus sincères et affectueux remerciements : de Annecy à Chambéry, Grenoble et Paris en passant par Athènes, il y a eu un peu de chemin parcouru depuis une certaine explosion d'hydrogène dans le garage, et vous l'avez fait avec moi. Merci à ceux qui m'ont fait l'immense plaisir de venir m'écouter, parfois de loin, *Aurore* et *Catherine*, en parfaites ambassadrices du reste de la tribu savoyarde, *Anne-Laure* et *Céline* mes indispensables complices (devrais-je dire mes commères ?) toujours présentes dans les épreuves et dont l'amitié m'est chère, *Christophe* et *Muriel* dont l'amitié indéfectible est contemporaine de la susmentionnée explosion d'hydrogène, c'est dire. Enfin je ne saurais oublier ceux à qui il échet de me supporter dans le quotidien de la collocation : *Jean-Michel* qui a suivi avec beaucoup d'attention l'avancée de ma rédaction et *Stéphane* qui matin après matin a martelé à ma porte son tonitruant et salvateur «Verney debout : thèse à finir !» sans lequel ce travail n'aurait probablement jamais atteint son terme dans les délais.

Table des matières

Chapitre I

Introduction

Les noyaux d'iridium avec $Z = 77$ appartiennent à la région de masse qui relie les terres rares au plomb dont le nombre de protons $Z = 82$ est magique. La propriété nucléaire la plus significative pour caractériser cette région est la déformation globale du noyau. Les noyaux des terres rares, dont le nombre de protons est proche d'un milieu de couche ($Z=66$), présentent des déformations dans leur état fondamental permanentes et prononcées. La forme de ces noyaux peut raisonnablement être décrite à l'aide d'un ellipsoïde de révolution paramétré par la quantité habituelle β_2 (définie en A du Chapitre II). La variation de cette quantité, déterminée à partir des moments quadrupolaires intrinsèques Q_0 est représentée sur la figure I.1 pour quelques noyaux allant des terres rares jusqu'au plomb. Les noyaux des terres rares possèdent une forme d'ellipsoïde de révolution bien allongé suivant l'axe de symétrie (noyaux "prolate") et caractérisée par une valeur $\beta_2 \approx +0,3$. Au fur et à mesure que l'on se rapproche de la forme sphérique du plomb correspondant à la fermeture de protons $Z = 82$, la déformation diminue. Mais juste avant la fermeture complète de la couche, on rencontre une zone de noyaux de paramètres β_2 faibles et négatifs, autrement dit des noyaux aplatis suivant l'axe de symétrie (noyaux "oblate"). On trouve également, aux alentours du platine et du mercure, des noyaux dont la forme n'est plus tout à fait correctement décrite en conservant la symétrie axiale. Cette région intermédiaire est appelée *région de transition*. Elle est peuplée comme on l'aura compris d'une grande variété de formes et de déformations différentes. L'intérêt pour l'étude de cette région a été amené par la découverte par J. Bonn *et al.* en 1972 d'un changement soudain de la distribution de charge entre ^{186}Hg et ^{185}Hg , mis en évidence par la mesure du déplacement isotopique [Bon72]. Ce changement, interprété comme la transition d'une forme légèrement aplatie le long de l'axe de symétrie, vers une forme bien allongée entre $N = 106$ et $N = 105$, se produit successivement ensuite entre $N = 104$ et $N = 103$ et entre $N = 102$ et $N = 101$ donnant ainsi naissance à une «oscillation» pair-impair du rayon carré moyen de charge [Ulm86] comme on peut le constater sur la figure I.2. On observe de façon générale une oscillation de petite amplitude entre les noyaux pairs et les noyaux impairs dans toute la table des nucléides [Auf87] qui, dans le cas dit *normal*, correspond à un rayon carré moyen de charge $\langle r_c^2 \rangle$ plus grand pour le noyau pair que pour le noyau impair. Mais, habituellement, elle ne s'accompagne pas d'un changement de la forme du noyau. La variation de rayon carré moyen de charge $\delta \langle r_c^2 \rangle_{\text{pair-imp.}}$ mesurée ici est d'une part la plus grande jamais observée [Ulm86] et d'autre part se trouve inversée par rapport au cas général : le noyau impair est plus grand que le noyau pair. L'autre fait marquant de la série isotopique du mercure est la très grande différence de rayon carré moyen de charge entre l'état fondamental $I = \frac{1}{2}^-$

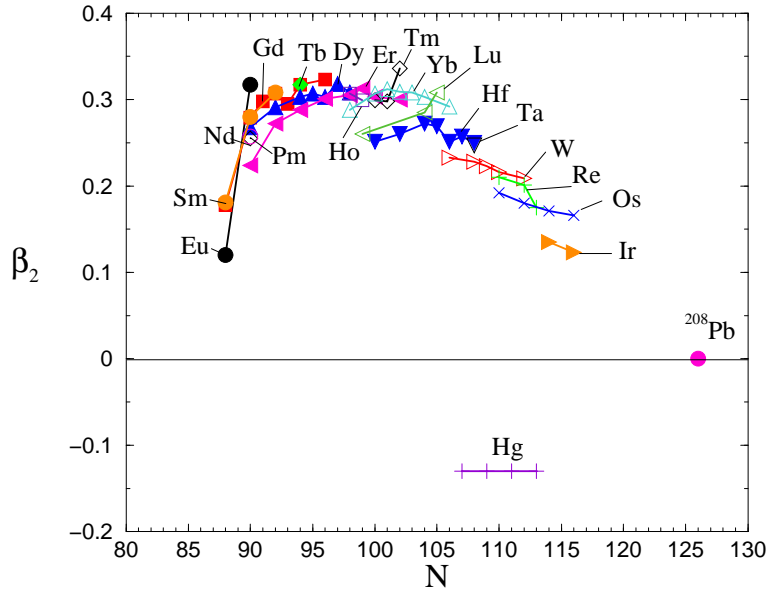


FIG. I.1: Paramètre de déformation extrait du moment quadrupolaire pour quelques isotopes de la région des terres rares [Löb70, Tan84] et pour le mercure [Ulm86] en fonction du nombre de neutrons.

et l'état isomérique $I = \frac{13}{2}^+$ du noyau de ^{185}Hg qui n'est dépassée que dans le cas d'isomères de fission [Ulm86].

Le même type de comportements pair-impair et fondamental-isomère a aussi été observé dans le platine [Lee88, Duo89, Hil89, LeB99] : l'oscillation pair-impair inversée comme dans le mercure commence par la transition du noyau ^{186}Pt faiblement déformé triaxial vers le noyau ^{185}Pt axial bien allongé [LeB99]. Il existe ici aussi une variation de rayon carré moyen de charge importante entre l'état fondamental $I = \frac{9}{2}^+$ et l'état isomérique $I = \frac{1}{2}^-$ mais ces deux phénomènes de transition et de coexistence de formes se produisent dans le platine avec une moins grande amplitude que dans le mercure.

L'oscillation pair-impair a été interprétée, pour les séries isotopiques de Z pair, comme un effet dû à l'appariement [Zaw85]. Sans entrer dans les détails des diverses descriptions théoriques proposées, on peut simplement s'aider d'une image approximative : la perte d'énergie associée à la présence d'un nucléon non apparié est compensée par le noyau en adoptant une déformation plus importante ce qui signifie également en plaçant ce nucléon dans une orbitale déformée identifiable.

Mais que se passe-t-il alors pour les chaînes isotopiques de Z impair ou intervient cette fois, en plus, l'interaction résiduelle proton-neutron ? Une transition de forme a bien été observée entre ^{187}Au faiblement aplati et ^{186}Au bien allongé ($\beta_2 \approx 0,25$) [Wal87]. Cette transition s'accompagne d'une très forte variation de déformation mais n'est suivie que d'oscillations faibles, le noyau s'installant plutôt à cette nouvelle déformation [Wal89, Sav90]. Il est frappant de constater que cette transition de forme s'accompagne d'un changement d'état de proton. Du côté «lourd» de la transition, les états fondamentaux des noyaux d'or impairs sont les états $\frac{3}{2}^+$ issus de la sous-couche sphérique $2d_{\frac{3}{2}}$ et $\frac{1}{2}^+$ issus de l'orbitale sphérique $3s_{\frac{1}{2}}$. Du côté «léger» l'état fondamental de ^{185}Au et les états de proton couplés au neutron dans l'état fondamental

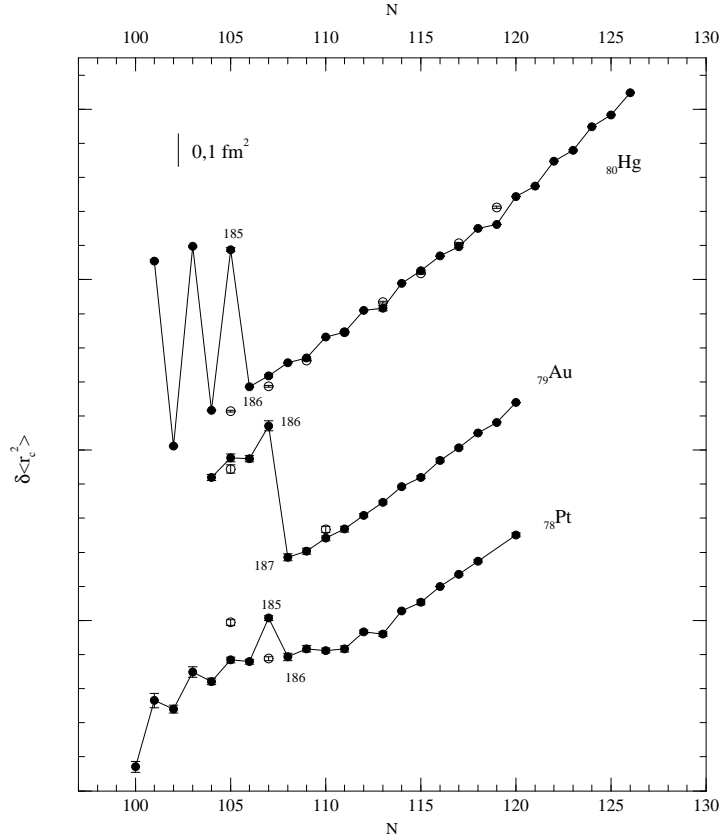


FIG. I.2: Variations de rayon carré moyen de charge des noyaux de Hg [Ulm86], Au [Wal89, Sav90, Pas94] et Pt [Hil89, LeB99].

de ^{184}Au et ^{186}Au sont issus de la sous-couche sphérique $h_{\frac{9}{2}}$ [Wal89, Rou98]. L'expérience montre, qu'à partir de l'isotope stable ^{197}Au et jusqu'à ^{187}Au le rayon des noyaux varie régulièrement et la déformation très peu (figure I.2), puis soudainement, avec le changement d'état *de proton*, le noyau adopte une autre déformation à laquelle il s'installe. Tout se passe donc comme si l'état de proton «stabilisait» la forme. Cette impression est renforcée par la comparaison des isotones $N = 105$ $^{183}\text{Pt}^{g,m}$ et $^{184}\text{Au}^{g,m}$ [Rou98, Sau98]. Il existe en effet une différence de déformation significative entre $\beta_2 = +0,227(3)$ [LeB99] pour l'état fondamental de ^{183}Pt identifié comme l'orbitale de neutron $1/2^-$ [521] et $\beta_2 = +0,246(3)$ [LeB99] pour son état isomérique identifié comme $7/2^-$ [514]. Dans ^{184}Au la configuration de l'état fondamental est $\nu 7/2^-$ [514] $\otimes \pi 3/2^-$ [532] et celle de l'état isomérique $\nu 1/2^-$ [521] $\otimes \pi 3/2^-$ [532] [Ibr94] ($\pi 3/2^-$ [532] est issu de la couche $h_{\frac{9}{2}}$) tandis que la différence de déformation entre les deux est très faible : $\beta_2^g = +0,255(3)$ et $\beta_2^m = +0,249(3)$ [LeB97]. Ainsi, alors que le même changement d'orbitales de neutron intervient entre l'état fondamental et l'état isomérique dans ^{183}Pt et ^{184}Au , il ne s'accompagne pas dans ^{184}Au d'un changement de déformation. Or l'orbitale de proton à laquelle le neutron se couple est la même dans les deux états de ^{184}Au : on a l'impression ici aussi que l'état de proton stabilise la déformation.

La situation est donc très différente entre la chaîne isotopique de Z pair et celle de Z impair : alors que le neutron semble avoir le «champ libre» lorsque le proton est apparié, il semble ne plus être que spectateur de la déformation dans le cas contraire. Mais si la comparaison était possible entre deux exemples dans le premier cas avec Hg et Pt, il n'existait par contre, pas de comparaison possible avec la chaîne de l'or permettant de confirmer la généralité de ces remarques. D'autre part, G. Seewald *et al.* avaient montré une différence de déformation importante entre l'état fondamental et l'état isomérique de ^{186}Ir à partir de la mesure des moments quadrupolaires [See96]. L'étude des noyaux d'iridium déficients en neutrons par spectroscopie laser s'imposait alors.

Dans la région de transition, les problèmes se posent, comme nous venons de le voir, en termes d'articulation des propriétés nucléaires collectives comme la forme et la déformation avec la structure nucléaire elle-même et les propriétés des états de particule individuelle de valence. Nous verrons au Chapitre II, à quel type de représentation est attachée une telle articulation lorsqu'on a affaire à un noyau lourd comme l'iridium ($A \approx 190$). Nous verrons de quels outils il est possible de se servir pour déterminer certaines des propriétés de ces noyaux : nous donnerons alors quelques précisions sur le modèle du rotor+1 et 2 quasiparticules [Flo73, Mey79, Lib82] dont nous nous sommes servis. La confrontation entre cette représentation du noyau et la réalité se fait aux travers des quantités accessibles à la mesure : la structure hyperfine des raies atomiques a permis dès les premières études dans cette région de mettre en évidence de manière non ambiguë les variations de déformation et de rayon de charge que l'on y rencontre. Les techniques de spectroscopie laser permettent de constituer les spectres hyperfins avec une grande précision et une grande efficacité. Or l'interaction hyperfine qui lève la dégénérescence d'un niveau de structure fine dépend directement de la valeur du moment dipolaire magnétique et du moment quadrupolaire spectroscopique qui sont des quantités caractéristiques de la structure nucléaire. Ainsi, en une seule expérience il est possible d'obtenir deux types de quantités : l'une attachée au comportement collectif des nucléons et l'autre à leur comportement individuel, nous disposons donc là de l'outil idéal pour tester l'image que l'on se fait de ces noyaux. Nous verrons donc au Chapitre III comment ces propriétés nucléaires influencent le mouvement des électrons du cortège, c'est-à-dire comment se constitue la structure hyperfine et comment le changement de volume et de masse du noyau entre deux isotopes déplace la fréquence du centre de gravité de cette structure. Au Chapitre IV seront présentés les éléments du dispositif expérimental afin de répondre à la question de savoir comment on peut mesurer ces quantités. L'élément iridium, en particulier, est un élément «réfractaire» c'est à dire difficile (voire impossible) à obtenir en faisceau à la sortie d'un séparateur et COMPLIS a été conçu spécifiquement pour réaliser l'étude de tels éléments. Nous présenterons alors les résultats expérimentaux qui concernent les noyaux $^{182-187}\text{Ir}$, $^{186}\text{Ir}^m$, ^{189}Ir , ^{191}Ir et ^{193}Ir . Enfin, au Chapitre V ces résultats seront discutés à la lumière de nos calculs dans le cadre du modèle du couplage de une ou deux quasiparticules à un rotor axial.

Chapitre II

Représentation des noyaux d'iridium

A Contexte

La forme des noyaux d'iridium a été déjà discutée [Por86] (et références incluses). La déformation des isotopes proches de la stabilité, quel qu'en soit le signe est sans doute faible $|\beta| \approx 0,13 - 0,15$ si l'on en juge par la valeur des moments quadrupolaires spectroscopiques [Tan84]. Pour les états de parité négative issus de la sous-couche $h_{\frac{9}{2}}$, il existe des indications que le noyau adopte bien une forme allongée, pour les états de parité positive la conclusion semble aller dans le même sens, mais de manière beaucoup moins claire. Quoi qu'il en soit l'étude de M.-G. Porquet *et al.* a montré que la symétrie axiale constitue une bonne hypothèse pour la description de ces noyaux. Nous adoptons donc cette symétrie ici, comme base de travail. Dans ces conditions il est utile de définir d'ores et déjà le paramètre de déformation β_2 qui sera utilisé dans la suite. La surface du noyau est assimilée à celle d'un quadrupoloïde [Löb70] :

$$R = R_{0q} [1 + \alpha_{00}Y_{00} + \alpha_{20}Y_{20}] \quad (\text{A.1})$$

où R_{0q} est le rayon de la sphère de volume égal au volume du quadrupoloïde et $Y_{\mu\nu}$ la composante ν de l'harmonique sphérique d'ordre μ et $\alpha_{\mu\nu}$ des coefficients d'expansion. Le coefficient α_{20} est appelé *paramètre de déformation* et sera noté dans la suite β_2 .

La base du modèle auquel nous avons eu recours pour décrire les noyaux d'iridium est la séparation des mouvements du type collectif des mouvements individuels des nucléons dans le cadre du modèle standard de Bohr et Mottelson [Boh52, Boh53]. Le potentiel nucléaire est calculé de manière "self-consistante" à partir de l'interaction effective nucléon-nucléon de Skyrme SIII [Bei75]. La somme considérable des résultats déjà obtenus pour cette région de masse ($A \approx 190$) à l'aide de ce formalisme ne peut que nous encourager à l'adopter de nouveau. Ce modèle est une œuvre collective au long cours. Les calculs Hartree-Fock + BCS ont été développés durant les années 70 [Flo73]. Ces calculs ont ensuite été adaptés à la dynamique d'un rotor axial [Mey79] pour former la partie rotor+ 1 quasiparticule utilisée dans ce travail. Il a alors été appliqué à l'étude des isotopes du cadmium déficients en neutron et de bons résultats ont été obtenus liés à la très bonne qualité des fonctions d'onde de particule individuelle et en dépit de l'absence de prise en compte de la vibration [Mey79]. Puis, lorsqu'il est devenu possible d'étendre la base d'oscillateur harmonique sur laquelle sont développés les états HF, il a été utilisé avec succès pour décrire les propriétés statiques des actinides

[Lib82]. Utilisé une première fois dans la région de transition pour calculer les déformations des états fondamentaux de noyau de mercure, platine et osmium, il s'est avéré apte à décrire les variations de forme dans l'hypothèse de la symétrie axiale, sauf pour la position exacte en masse de la transition "oblate" - "prolate" du mercure [Sau81]. Ce modèle a ensuite été mis à contribution pour décrire les propriétés spectroscopiques des noyaux de Re, Ir et Au impairs [Por86]. Dans l'iridium, outre la conclusion prudente concernant les états de parité positive, l'accord avec les résultats expérimentaux sur les bandes rotationnelles construites sur les états issus de l'orbitale sphérique $h_{\frac{11}{2}}$ ne s'est pas avéré très satisfaisant. Ce désaccord a été interprété comme lié à la restriction à la symétrie axiale. D'autres calculs effectués à partir d'une forme triaxiale du noyau reproduisent effectivement avec succès le système de niveaux $h_{\frac{11}{2}}$ [Mey75]. Nous n'entrerons pas dans les considérations sur la triaxialité de ces états puisque ce sont des états excités des noyaux d'iridium et que le proton $\pi h_{\frac{11}{2}}$ ne participe pas au couplage avec le neutron dans $^{186}\text{Ir}^m$ qui est le seul état excité concerné par nos mesures. Enfin, ce modèle a été étendu aux noyaux impairs-impairs toujours dans le cadre de la symétrie axiale [Ben87, Ben87']. Appliqué au cas difficile des noyaux impairs-impairs de la région de transition, il a en particulier permis de comprendre l'étrange ^{184}Au [Ibr94']. On l'aura compris, voici un modèle utilisé à de nombreuses reprises qui a déjà eu l'occasion de prouver sa qualité dans des conditions très diverses. Il sera décrit plus en détail dans la partie D de ce chapitre, mais il est bon de signaler dès à présent qu'il ne contient aucun paramètre ajustable.

Par rapport aux calculs déjà effectués sur les noyaux d'iridium impairs par M.-G. Porquet *et al.* deux modifications importantes ont été introduites. Premièrement, le nombre de couches de l'oscillateur harmonique dont les vecteurs propres constituent la base sur laquelle sont développés les états HF est passé de 11 à 13. Deuxièmement, les cœurs d'osmium et de platine ont été contraints à adopter les valeurs du paramètre de déformation β_2 des noyaux d'iridium obtenues par nos mesures du déplacement isotopique. Les calculs sur les noyaux impairs-impairs sont inédits à l'exception de ^{184}Ir [Ben87]. Rappelons maintenant les hypothèses de base inhérentes à l'image du noyau considéré comme un rotor et une ou deux particules. Nous mettrons l'accent sur l'interaction de Coriolis qui joue un rôle de premier ordre dans ces noyaux de déformations modérées subissant l'influence d'orbitales intruses de j élevé.

B Le rotor

1 Séparation du mouvement intrinsèque et du mouvement collectif

Lorsque la déformation du noyau est suffisante, il est possible de définir son orientation dans l'espace et donc également une orientation pour le potentiel nucléaire. On peut alors décrire le comportement du noyau comme le résultat du mouvement intrinsèque des nucléons dans le potentiel déformé et d'un mouvement collectif, rotation et vibration, de l'ensemble des nucléons. La situation où le mouvement global du noyau laisse inchangé le mouvement intrinsèque des nucléons est appelée situation de couplage fort (ou limite adiabatique). On peut alors écrire la fonction d'onde nucléaire totale comme [Nil55] :

$$\psi = \chi \cdot \varphi_{vib} \cdot \mathcal{D}_{rot}$$

où χ décrit le mouvement intrinsèque des nucléons considérés comme des particules individuelles se déplaçant dans un champ stationnaire, φ_{vib} représente les vibrations du noyau autour de sa forme d'équilibre et \mathcal{D}_{rot} , le mouvement de rotation du noyau considéré comme un tout. D'autre part, la définition d'une direction privilégiée dans l'espace suppose la don-

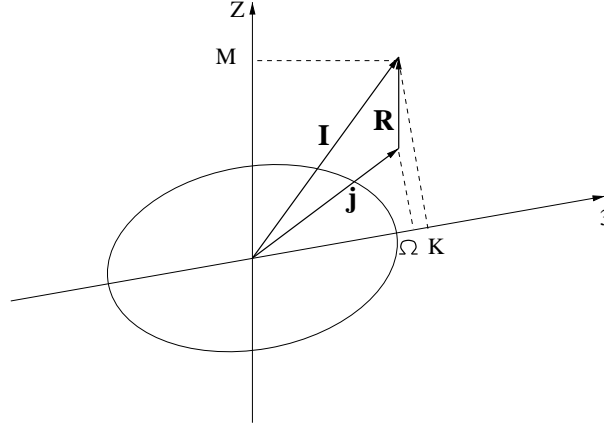


FIG. II.1: Situation de couplage fort entre la surface du noyau et le mouvement du nucléon [Boh53].

née de trois angles (les angles d'Euler), et trois nombres quantiques sont nécessaires pour décrire son mouvement par rapport à cette direction. On choisit habituellement pour ceux-ci le moment angulaire total \mathbf{I} et sa projection M sur un axe Z du référentiel du laboratoire. Le troisième est constitué par K , la projection de \mathbf{I} sur un axe attaché au noyau $\mathbf{3}$ (figure II.1). Pour tout hamiltonien invariant par rotation, I et M caractérisent le mouvement du système : ce sont de bons nombres quantiques. On appelle \mathbf{j} le moment angulaire associé au mouvement intrinsèque des nucléons, Ω sa projection sur l'axe $\mathbf{3}$ et \mathbf{R} le moment angulaire associé à la rotation du noyau. Le moment angulaire total \mathbf{I} est constitué de la somme des moments angulaires intrinsèque \mathbf{j} et collectif \mathbf{R} (figure II.1). Il est important de distinguer le couplage du mouvement des nucléons au corps du noyau qui peut être qualifié de *fort*, et le couplage des moments angulaires qui en résulte.

Dans cette étude, on ne tient compte, pour la partie collective de l'hamiltonien, que du mouvement de rotation. D'autre part, on suppose que la forme du noyau est invariante par rotation autour de l'axe $\mathbf{3}$. Le potentiel nucléaire possède donc lui aussi la symétrie axiale : \mathbf{j} n'est pas

un bon nombre quantique mais sa projection sur l'axe de symétrie Ω l'est. Le noyau tourne nécessairement autour d'un axe perpendiculaire à $\mathbf{3}$, on a alors $\Omega = K$, et K est un bon nombre quantique. Le noyau est également supposé invariant par rotation de π autour d'un axe quelconque perpendiculaire à $\mathbf{3}$. Cette opération \mathcal{R} inverse le signe de la projection de \mathbf{I} le long de l'axe $\mathbf{3}$. Au choix des phases près, cette opération est équivalente au renversement du temps \mathcal{T} , en supposant par convention $\Omega > 0$ on a [Boh69] : $\chi_{-\Omega} = \mathcal{T}(\chi_{\Omega}) = \mathcal{R}^{-1}(\chi_{\Omega}) = -\mathcal{R}(\chi_{\Omega})$. La fonction d'onde du noyau invariante par symétrie axiale et renversement du temps s'écrit [Boh69] :

$$\psi_{KM}^I = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left\{ \mathcal{D}_{MK}^I \chi_{\Omega} + (-1)^{I+K} \mathcal{D}_{M-K}^I \chi_{-\Omega} \right\} \quad (\text{B.2})$$

où les \mathcal{D}_{MK}^I sont les matrices de rotation. On peut toujours choisir le référentiel du laboratoire de façon à ce que la projection M sur Z soit maximale, aussi l'indice M est souvent omis dans la notation de ψ . Dans la suite on notera ces états par $|IK\rangle$ et les états intrinsèques χ_{Ω} comme $|\Omega\rangle$ ou, lorsque cela est nécessaire, $|\alpha\Omega\rangle$, α représentant les autres nombres quantiques permettant de le définir. Les états intrinsèques peuvent être développés indifféremment sur les vecteurs $|kj\Omega\rangle$ de la base couplée qui diagonalise les opérateurs \mathbf{j}^2 et j_3 :

$$|\chi_{\Omega}\rangle = \sum_{kj} C_{\Omega}^{kj} |kj\Omega\rangle$$

ou sur la base qui diagonalise les opérateurs \mathbf{l}^2 , l_3 , \mathbf{s}^2 et s_3 :

$$|\chi_{\Omega}\rangle = \sum_{kl\Lambda} a_{kl\Lambda} |kl\Lambda\Sigma\rangle \quad \text{avec } \Lambda + \Sigma = \Omega > 0$$

avec Σ la projection du spin intrinsèque sur l'axe $\mathbf{3}$ et Λ la projection du moment orbitale ; k remplace les nombres quantiques supplémentaires nécessaires pour identifier l'état. On utilise souvent la notation introduite par Nilsson pour repérer les états intrinsèques à l'aide des nombres quantiques asymptotiques [Nil55] :

$$\Omega^{\pi} [N n_3 \Lambda]$$

où N est le nombre quantique principal (numéro de la couche de l'oscillateur harmonique) et n_3 le nombre de quanta d'oscillation le long de l'axe de symétrie.

Enfin, on suppose que le noyau possède la symétrie par réflexion rapport au plan équatorial : la parité π de la fonction d'onde est un bon nombre quantique.

Les vecteurs $|IK\rangle$ constituent la *base standard* (IK). Dans cette base les moments \mathbf{j} et \mathbf{R} sont couplés, on peut exprimer ces vecteurs dans la base découplée (IjR) :

$$|IK\rangle = \sum_j \sum_{R=|I-j|}^{R=I+j} \langle j\Omega|\Omega\rangle \left(\frac{2R+1}{2I+1} \right)^{\frac{1}{2}} \langle jKR \ 0|IK\rangle \frac{1}{\sqrt{2}} (1 + (-1)^R) |(jR)IM\rangle \quad (\text{B.3})$$

où $\langle j\Omega|\Omega\rangle$ représente les coefficients d'expansion de la fonction d'onde intrinsèque sur les états de la base sphérique $|j\Omega\rangle$: $\langle j\Omega|\Omega\rangle \equiv C_j^{\Omega}$.

2 Hamiltonien d'un rotor

En explicitant davantage l'image du noyau que l'on se fait en séparant le mouvement intrinsèque des nucléons de leur mouvement collectif on aboutit à la notion de rotor.

L'énergie totale du noyau s'écrit dans l'hypothèse adiabatique :

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{int} + \mathcal{H}_{rot} \quad (\text{B.4})$$

où \mathcal{H}_{int} désigne l'hamiltonien correspondant au mouvement intrinsèque des nucléons. Dans l'état fondamental du noyau (ou dans ses états de basse énergie), seuls les nucléons non appariés contribuent au moment angulaire \mathbf{j} associé au mouvement intrinsèque. Pour un noyau pair-pair, $\mathbf{j} = \mathbf{0}$ et on considère que l'énergie totale est celle due au mouvement collectif de rotation ou énergie du rotor :

$$\mathcal{H}_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0} (R_1^2 + R_2^2) = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0} \mathbf{R}^2$$

dans le cas où le rotor est considéré comme un ellipsoïde de révolution solide de moment d'inertie \mathfrak{I}_0 . Pour un noyau de nombre de nucléons impair (on dira souvent dans la suite «noyau impair», «noyaux impairs»), le moment \mathbf{j} est celui du nucléon non apparié; pour un noyau de nombre impair de neutrons et de nombre impair de protons («noyau impair-impair», «noyaux impairs-impairs»), \mathbf{j} est la résultante des moments angulaires du proton et du neutron. L'énergie de la rotation des nucléons non appariés qui, par définition, n'est pas comprise dans l'énergie de rotation collective s'ajoute à l'énergie du rotor. On aboutit alors à un schéma à un rotor plus une particule ou un rotor plus deux particules. La partie du noyau qui ne donne aucune contribution de mouvement angulaire intrinsèque est aussi désignée comme le cœur. Dans ces deux derniers cas l'énergie du rotor n'est plus l'énergie de rotation du système entier. On a en effet :

$$\mathbf{R} = \mathbf{I} - \mathbf{j} \quad (\text{B.5})$$

d'où

$$\mathcal{H}_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0} ((I_1 - j_1)^2 + (I_2 - j_2)^2) \quad (\text{B.6})$$

$$= \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0} \mathbf{I}^2 + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0} (\mathbf{j}^2 - 2j_3^2) - \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0} (j_+ I_- + j_- I_+) \quad (\text{B.7})$$

où on a utilisé les opérateurs d'élévation et d'abaissement des projections Ω et K des moments sur $\mathbf{3}$:

$$\begin{aligned} I_{\pm} &= I_1 \pm iI_2 \\ j_{\pm} &= j_1 \pm ij_2 \end{aligned}$$

dont les éléments de matrice sont (en écrivant $\Omega = K$) :

$$\begin{aligned} \langle K | I_{\pm} | K \pm 1 \rangle &= \sqrt{(J \mp K)(J + K + 1)} \\ \langle K | j_{\mp} | K \pm 1 \rangle &= \sqrt{(j \mp K)(j + K + 1)} \end{aligned}$$

Les deux opérateurs qui élèvent la valeur de K sont donc I_- et j_+ et ceux qui abaissent la valeur de K , I_+ et j_- . Le premier terme de l'expression B.7 représente l'énergie de rotation du système entier, c'est une constante du mouvement. Le second terme est appelé *énergie de recul*, il ne contient que des grandeurs liées au mouvement intrinsèque. Le troisième terme est appelé *interaction de Coriolis*^{*}, même si en fait, il représente à la fois l'influence de la force centrifuge et de la force de Coriolis qui se manifestent dans le référentiel intrinsèque du fait de sa rotation[†]. On voit que ce terme contient à la fois des opérateurs agissant sur la globalité du système et sur sa partie intrinsèque. Il représente donc l'influence de la rotation du noyau entier sur le mouvement intrinsèque. Bien qu'il découle d'une image du noyau où mouvement collectif et mouvements individuels sont indépendants, il introduit un couplage de ce mouvement intrinsèque avec la *rotation* globale du noyau. Si l'énergie associée à ce couplage devient importante par rapport à l'énergie totale du noyau, on voit que l'image du couplage fort n'est plus adaptée. Par contre, lorsque cette image reste applicable, on dit que le noyau est un *bon rotor*.

Il est clair enfin, que ce terme est non diagonal dans la base standard $|IK\rangle$. Il relie les états $|IK\rangle$ et $|IK \pm 1\rangle$, et en ce sens, il brise la symétrie axiale. On voit que l'importance du terme de l'interaction de Coriolis dans l'énergie totale du noyau va gouverner le mode de couplage entre le mouvement du rotor et le mouvement intrinsèque.

^{*} Du nom du célèbre cheminot du début du XIX^e siècle qui calcula l'usure du rail droit sur la ligne Marseille-Paris.

[†] On trouvera quelques éléments de réflexion très pédagogiques sur l'universalité des effets de la force de Coriolis, basés sur la comparaison entre le mouvement d'un nucléon non apparié par rapport à la surface du noyau et celui des bandes nuageuses par rapport à la surface de Jupiter, dans l'article de Hastings A. Smith Jr., **Am. J. Phys.** 48(7), 577 (Juillet 1980). La similitude des effets de la force de Coriolis qui existe entre ces deux systèmes physiques *a priori* très différents – l'un “microscopique”, l'autre “macroscopique” – a inspiré à l'auteur un abus de langage avoué et intéressant : «[...] it is tempting to take license with the terminology and say that Jupiter exhibits the “cosmological case of decoupled bands”».

C Interaction de Coriolis

1 Modes de couplages

En injectant l'expression de l'énergie rotationnelle (équation B.7) dans l'énergie totale (équation B.4) on obtient l'expression générale :

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{int} + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} [\mathbf{I}^2 + \mathbf{j}^2 - 2j_3^2] + \mathcal{H}_{cor} \quad (\text{C.8})$$

où \mathcal{H}_{cor} est l'hamiltonien de l'effet de Coriolis :

$$\mathcal{H}_{cor} = -\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} (j_+ I_- + j_- I_+)$$

et l'hamiltonien \mathcal{H}_{int} représente l'énergie des nucléons non appariés considérés comme des particules individuelles se déplaçant dans le potentiel axial créé par leur interaction avec l'ensemble des autres nucléons. \mathcal{H}_{int} peut être décrit dans le cadre du modèle de Nilsson [Nil55], et nous y ferons souvent référence. Nous verrons plus loin que nous avons ici utilisé un modèle de champ moyen calculé par une méthode du type Hartree-Fock. Dans un cas comme dans l'autre, l'état de particule individuelle $|\Omega\rangle$ est caractérisé la projection du moment angulaire Ω et l'énergie propre varie en fonction de la déformation. Le calcul de rotor+1 ou 2 particules que nous effectuons dans le cadre de notre modèle consiste à diagonaliser exactement l'hamiltonien C.8. Mais afin de donner une interprétation physique de l'interaction de Coriolis et de pouvoir ainsi analyser la confrontation entre les résultats des calculs et ceux de l'expérience, il est nécessaire de caractériser davantage son influence.

Pour ce faire, on considère d'abord que, pour une déformation faible, l'énergie de particule individuelle s'écrit comme : $\epsilon_\Omega = \epsilon_j + cste(j) + C\beta \Omega^2$ où $cste(j)$ dépend de j mais pas de la déformation, β est le paramètre de déformation axiale et ϵ_j l'énergie de la couche sphérique. Tant que la symétrie axiale s'applique, $I_3 = j_3$ et on peut mettre les éléments de matrice de l'hamiltonien C.8 sous la forme :

$$\begin{aligned} E &= \epsilon_j + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} [I(I+1) - 2K^2 + \langle j^2 \rangle] + V_{cor} + C\beta K^2 \\ &= \epsilon_j + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} [I(I+1) + \langle j^2 \rangle] + \left(C\beta - \frac{2\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} \right) K^2 + V_{cor} \end{aligned} \quad (\text{C.9})$$

avec, pour les termes non diagonaux de l'interaction de Coriolis :

$$V_{cor} = \langle IK | \mathcal{H}_{cor} | IK + 1 \rangle = -\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} \sqrt{(I-K)(I+K+1)} \langle \Omega | j_- | \Omega + 1 \rangle f(u_\Omega u_{\Omega+1}) \quad (\text{C.10})$$

où $f(u_\Omega u_{\Omega+1})$ est un facteur d'atténuation dépendant de l'appariement que l'on explicitera plus loin. On distingue trois types de couplage selon l'importance de l'interaction de Coriolis par rapport aux autres termes [Ste75].

Couplage fort Lorsque K est suffisamment grand, le terme en K^2 de l'équation C.9 domine le terme de Coriolis. Cette situation se produit aussi lorsque la déformation est grande, puisqu'une partie du coefficient gouvernant le terme en K^2 est proportionnelle à β . De plus

le moment d'inertie augmente avec la déformation. Cette relation qui peut paraître intuitive à été mise en évidence par Grodzins pour les noyaux pairs [Gro62] :

$$\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}} = \frac{204}{A^{\frac{7}{3}}\beta^2}$$

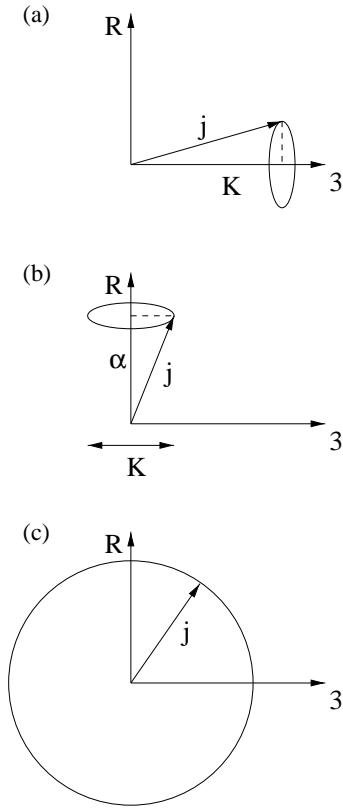


FIG. II.2: (a) : couplage à la déformation, (b) : couplage à la rotation, (c) : couplage faible.

Cette dépendance contribue aussi à diminuer l'interaction de Coriolis pour des déformations importantes. Dans cette situation, l'interaction de Coriolis peut être traitée en perturbation, elle mélange peu les états $|IK\rangle$, et K peut approximativement être considéré comme un bon nombre quantique. On se ramène à une situation de couplage fort ou couplage à la déformation représentée en (a) sur la figure II.2 où l'on voit que le moment **j** est en précession autour de l'axe 3 de symétrie. Les états propres de l'hamiltonien total ont alors bien la forme décrite par l'équation B.2. Néanmoins, le terme de Coriolis augmente avec I alors que le terme en K^2 n'en dépend pas. Pour les hauts spin (I élevés), il se peut que la situation s'inverse et que le terme de Coriolis soit celui qui l'emporte, ce qui nous amène au point suivant.

Couplage à la rotation Lorsque K est faible et le moment angulaire I est grand, le terme de Coriolis devient grand par rapport aux autres termes et la valeur propre de l'hamiltonien est celle qui diagonalise \mathcal{H}_{cor} . Les états propres correspondent à un autre couplage où **j** est aligné avec le moment de la rotation **R** [Ste73]. K n'est clairement plus du tout un bon nombre quantique, mais la projection α de **j** le long de l'axe de la rotation le devient. Dans ce schéma de couplage, comme on le voit en (b) sur la figure II.2, le moment **j** entame un mouvement de précession autour de l'axe de rotation. Cette situation peut également se

produire à bas spin (I faibles) lorsque le coefficient de K^2 devient très petit. C'est-à-dire lorsque $\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}} \approx C\beta$. Dans le cadre du modèle de Nilsson et en utilisant la relation de Grodzins, pour une orbitale j pratiquement pure (par exemple une orbitale intruse), cela correspond à [Ste75] : $\beta^3 \approx \frac{j(j+1)}{0,379A^2}$. On voit que plus le moment de l'orbitale j est grand, plus le retour au couplage fort est retardé lorsque la déformation augmente. Cet effet est donc particulièrement important pour les orbitales intruses en début de couche.

On peut se faire une idée de l'allure que prend l'énergie de rotation dans ce nouveau couplage. Dans la limite où $I, j \gg K$ et où j est approximativement un bon nombre quantique, on a [Ste73] $V_{cor} \approx -\frac{2\hbar^2}{2\mathfrak{S}} I\alpha$. L'énergie s'écrit alors : $E \approx \epsilon_j + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}} [I(I+1) + j(j+1) - 2I\alpha]$. Lorsque l'alignement est pratiquement complet : $j \approx \alpha$ et $E \approx \epsilon_j + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}} [(I-\alpha)(I-\alpha+1) + 2\alpha]$ où l'on retrouve l'expression de l'énergie d'un rotor *i.e.* $E = cste + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}} R'(R'+1)$ avec $R' = I - \alpha$. La succession des niveaux d'énergie associés à $R' = 0, 2, \dots$, correspondent aux moments

$I = \alpha, \alpha + 2, \dots$. Les niveaux d'énergie de la bande rotationnelle construite sur l'état aligné sont les mêmes que ceux du rotor, ou du noyau pair-pair voisin. Pour $j = \alpha$ grand, on voit que c'est pour le noyau, en quelque sorte, un moyen économique en énergie de «gagner du moment». Une telle bande est appelée bande découplée. On verra un peu plus loin, que le terme diagonal de l'interaction de Coriolis qui existe pour les états $K = \frac{1}{2}$ peut aussi conduire à l'apparition d'une bande découplée.

Couplage faible Enfin, lorsque la déformation β est nulle ou très petite, l'énergie intrinsèque ressemble à l'énergie de la couche sphérique. Le moment angulaire de la particule individuelle est conservé, il peut prendre n'importe quelle direction dans l'espace indépendamment de la rotation du cœur. Toutes les valeurs de I telles que $|R - j| \leq I \leq R + j$ sont dégénérées. Cette situation appelée couplage faible est schématisée en (c) sur la figure II.2.

Les effets de l'interaction de Coriolis interviennent généralement lorsque le noyau cherche à se placer dans l'état d'énergie le plus bas correspondant à un moment angulaire total donné ; autrement dit, chaque fois que le noyau cherche à gagner du moment d'inertie (cf les bandes découplées, mais aussi le “back-bending” etc.). Ces effets sont donc mieux connus (et aussi plus spectaculaires) dans le cadre de l'étude des états “yrast”. Lorsque l'on s'intéresse, comme c'est notre cas, aux états du noyau de bas spin et de basse énergie, l'interaction de Coriolis peut jouer un rôle important sur l'allure des spectres et la composition des états. Ce sont ces aspects que nous allons approfondir maintenant.

2 Interaction de Coriolis pour le couplage fort

2.a Rotor + une particule

2.a.i Hamiltonien dans le couplage fort On se place dans l'approximation du mouvement intrinsèque d'un nucléon adiabatiquement séparé du mouvement de rotation du noyau. L'interaction de Coriolis qui mesure l'influence de la rotation du noyau sur le mouvement du nucléon dans le référentiel qui lui est attaché est considérée comme faible et traitée comme une perturbation du bon rotor. K n'est dans ces conditions plus un bon nombre quantique au sens strict, mais il reste adapté pour l'identification des états propres de l'hamiltonien total. Ce point de vue est cependant difficile à tenir car on va très vite s'apercevoir que l'interaction de Coriolis peut devenir une perturbation très importante, et modifier considérablement l'allure des bandes rotationnelles. Mais il constitue un bon support pour discuter de l'influence de cette interaction sur les fonctions d'onde nucléaires. Afin de mettre en évidence l'influence de l'interaction de Coriolis sur les états d'une bande rotationnelle, on transforme un peu l'expression de l'hamiltonien C.8 en regroupant les termes qui ne dépendent pas de I dans un terme d'énergie intrinsèque \mathcal{H}_0 :

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0} \mathbf{I}^2 - \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0} (j_+ I_- + j_- I_+) \quad (\text{C.11})$$

Dans la base standard $|IK\rangle$ les termes de l'interaction de Coriolis sont non diagonaux comme nous l'avons vu plus haut (équation C.10), et relient les états avec K et $K \pm 1$.

$$\langle IK | \mathcal{H}_{cor} | IK + 1 \rangle = -\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0} \sqrt{(I - K)(I + K + 1)} \langle \Omega | j_- | \Omega + 1 \rangle$$

Si on veut tenir compte des corrélations d'appariement entre les états intrinsèques qui sont alors des états de quasi-particule, il faut introduire un facteur d'appariement dans ce terme non diagonal :

$$\langle IK | \mathcal{H}_{cor} | IK + 1 \rangle = -\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} \sqrt{(I - K)(I + K + 1)} \langle \Omega | j_- | \Omega + 1 \rangle (u_\Omega u_{\Omega+1} + v_\Omega v_{\Omega+1}) \quad (\text{C.12})$$

Où u et v sont les quantités habituelles du formalisme BCS : u_Ω^2 est la probabilité que l'orbitale $|\Omega\rangle$ soit vide et v_Ω^2 la probabilité qu'elle soit remplie. Ce facteur a pour effet de réduire l'élément de matrice de Coriolis puisqu'il est toujours inférieur à 1. La réduction est la moins importantes pour deux quasiparticules situées du même côté et près du niveau de Fermi : on a alors $u_\Omega \approx u_{\Omega+1}$ et $v_\Omega \approx v_{\Omega+1}$ d'où $u_\Omega u_{\Omega+1} + v_\Omega v_{\Omega+1} \approx u_\Omega^2 + v_\Omega^2 \approx 1$. Elle est la plus forte pour deux quasi-particules situées à l'opposé et loin du niveau de Fermi (une particule et un trou marqués), car on a alors $u_\Omega \approx v_{\Omega+1}$ et $u_{\Omega+1} \approx v_\Omega$ d'où $u_\Omega u_{\Omega+1} + v_\Omega v_{\Omega+1} \approx u_\Omega v_\Omega + u_{\Omega+1} v_{\Omega+1}$ et il y a un facteur petit dans chacun des deux termes[‡].

Il existe cependant un cas particulier très important, lorsque $K = \frac{1}{2}$, où ce terme de l'interaction de Coriolis est diagonal. Pour $K = \frac{1}{2}$, on voit que fonction d'onde symétrisée B.2 est une superposition des deux projections $\Omega = \frac{1}{2}$ et $\Omega = -\frac{1}{2}$. L'interaction de Coriolis en reliant ces deux états donne bien une contribution à l'énergie totale sous la forme d'un terme diagonal dans la base $|IK\rangle$. Son expression est simplement obtenue en remplaçant K par $-\frac{1}{2}$ dans C.10 :

$$\langle -\frac{1}{2} | \mathcal{H}_{cor} | +\frac{1}{2} \rangle = -\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} (-1)^{(I+\frac{1}{2})} (I + \frac{1}{2}) \langle -\frac{1}{2} | j_- | +\frac{1}{2} \rangle$$

la quantité

$$a \equiv -\langle -\frac{1}{2} | j_- | +\frac{1}{2} \rangle \quad (\text{C.13})$$

est appelé paramètre de découplage (nous allons voir pourquoi). Cet élément de matrice est plus facile à exprimer dans la base sphérique :

$$a = \sum_j (-1)^{(j-\frac{1}{2})} \left(j + \frac{1}{2} \right) C_{j\Omega=\frac{1}{2}}^2 \quad (\text{C.14})$$

2.a.ii Influence du terme diagonal L'énergie des niveaux d'une bande rotationnelle avec $K = \frac{1}{2}$ sans tenir compte du mélange avec les autres bandes est donc :

$$E(I) = \epsilon_{\frac{1}{2}} + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} \left(I(I+1) + a(-1)^{(I+\frac{1}{2})} (I + \frac{1}{2}) \right) \quad (\text{C.15})$$

Le coefficient de phase $(-1)^{(I+\frac{1}{2})}$ provient de la symétrisation de la fonction d'onde B.2. Il a pour effet d'alterner l'influence du terme diagonal de l'interaction de Coriolis sur l'énergie des niveaux selon la valeur de I :

- pour $I = \frac{1}{2}, \frac{5}{2}, \frac{9}{2}, \dots$, l'énergie est abaissée lorsque $a > 0$ et augmentée lorsque $a < 0$;
- pour $I = \frac{3}{2}, \frac{7}{2}, \frac{11}{2}, \dots$, l'énergie est augmentée lorsque $a > 0$ et abaissée lorsque $a < 0$.

[‡]Pour cette discussion concernant l'effet de l'appariement sur l'interaction de Coriolis : voir par exemple [Cas90].

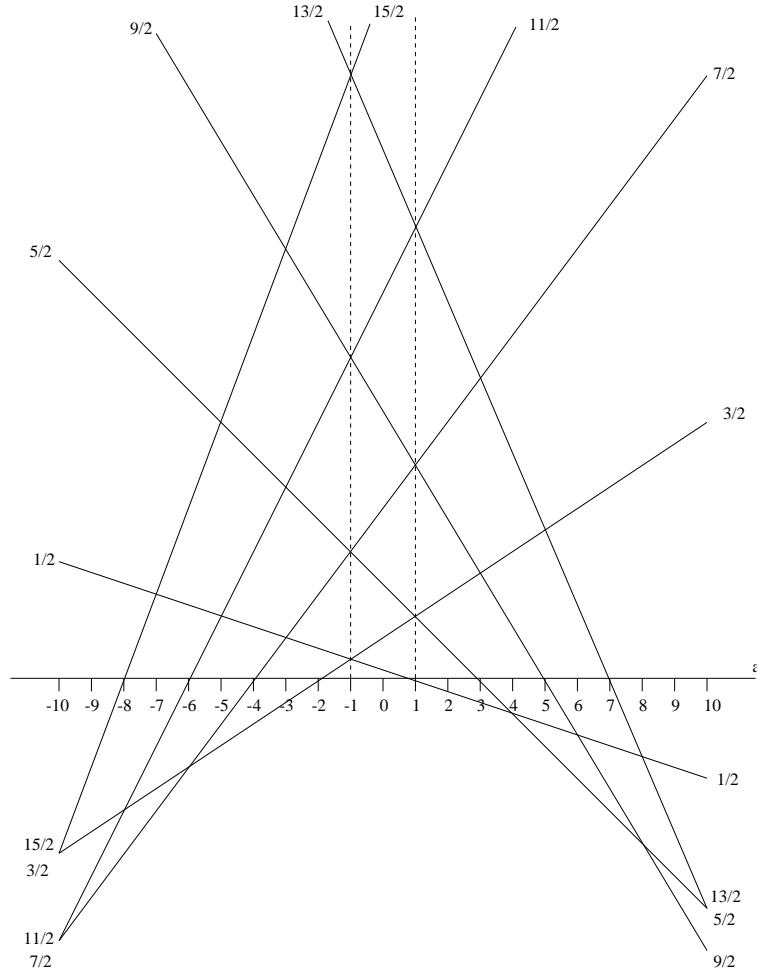
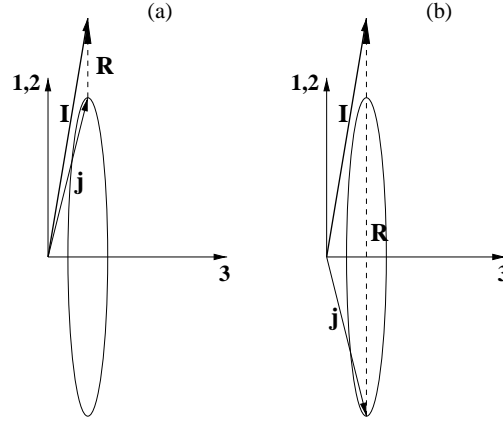


FIG. II.3: Positions relatives des niveaux des bandes rotationnelles en fonction du paramètre de découplage a

On parle parfois, pour désigner les membres d'une bande rotationnelle appartenant à chacun de ces deux groupes, des deux *sous-bandes*. Le comportement de l'énergie des états d'une bande rotationnelle (équation C.15) pour $\frac{1}{2} \leq I \leq \frac{13}{2}$ sont représentés sur la figure II.3 en fonction de la valeur du paramètre de découplage. Pour $a = 0$ on a bien entendu la succession normale des niveaux du rotor. Lorsque $a = +1$, on vérifie aisément à l'aide de l'équation C.15 que les couples de niveaux $(\frac{3}{2} \frac{5}{2})$, $(\frac{7}{2} \frac{9}{2})$, $(\frac{11}{2} \frac{13}{2})$... sont dégénérés et lorsque $a = -1$ ce sont les couples $(\frac{1}{2} \frac{3}{2})$, $(\frac{5}{2} \frac{7}{2})$, $(\frac{9}{2} \frac{11}{2})$... Lorsque $|a| > 1$, il est clair que l'ordre des moments angulaires n'est plus celui d'un rotor et lorsque $|a|$ devient grand, l'allure de la bande est très affectée.

Le paramètre de découplage a est en ce sens une quantité précieuse : c'est en effet un terme qui est purement lié aux propriétés de la fonction d'onde de particule individuelle (cf équation C.13) mais qui commande un effet important sur l'aspect de la bande rotationnelle, et de ce point de vue, qui peut véritablement se «lire» sur les spectres expérimentaux.

Un état intrinsèque $|\Omega\rangle$ possède en général un grand nombre de composantes d'amplitudes

FIG. II.4: Situation de couplage fort pour $K = \frac{1}{2}$.

similaires sur les vecteurs de la base sphérique, de sorte que, en entrant dans l'équation C.14, affectées du signe $(-1)^{j+\frac{1}{2}}$, la plupart s'annulent mutuellement. Par contre, lorsque l'on a affaire à une orbitale intrusive, c'est à dire de composition sur la base sphérique très pure et de moment angulaire j élevé on voit que le paramètre de découplage peut devenir très grand et au maximum, pour une orbitale sphérique j pure : $a = (-1)^{(j-\frac{1}{2})}(j + \frac{1}{2})$. C'est cette situation que nous retrouverons précisément dans l'iridium (voir Chapitre V).

Quelle est alors la situation en terme de couplage ? Quand $K = \frac{1}{2}$, la précession du moment intrinsèque \mathbf{j} autour de l'axe de symétrie présente des configurations très défavorisée en énergie : pour un vecteur \mathbf{I} donné, on voit en (b) sur la figure II.4 que le moment \mathbf{j} prend au cours de sa précession des orientations qui correspondent à de grandes valeurs de \mathbf{R} . Au contraire, la situation (a) où \mathbf{R} a la plus petite norme possible est favorisée du point de vue de l'énergie du système. En fait, en mélangeant les composantes $\Omega = -\frac{1}{2}$ et $\Omega = \frac{1}{2}$ de la fonction d'onde intrinsèque, le terme diagonal de l'interaction de Coriolis force le moment angulaire \mathbf{j} à aller et venir autour de l'axe de rotation, c'est-à-dire tend à créer une situation analogue au (b) de la figure II.2 où le moment \mathbf{j} adopte un mouvement de précession autour de l'axe de rotation. Toujours dans un schéma classique, la trajectoire de la particule est située dans un plan orthogonal au moment angulaire et il devient insignifiant de distinguer la situation où la projection du moment oscille entre $K = +\frac{1}{2}$ et $K = -\frac{1}{2}$ le long de l'axe $\mathbf{3}$ de celle où le moment est effectivement en précession autour de l'axe de rotation. Ceci devient tout à fait clair si l'on considère de nouveau l'expression de l'énergie C.15 pour $a = +1$ par exemple : l'écart entre les niveaux $\frac{1}{2}, \frac{5}{2}, \frac{9}{2} \dots$ est exactement l'écart en énergie entre les niveaux $R = 0, 2, 4 \dots$ du rotor. Autrement dit, le mouvement intrinsèque ne contribue plus à l'énergie, il sert uniquement à apporter du moment angulaire. Il est donc bien découplé du cœur comme dans le cas du couplage à la rotation que nous avons vu plus haut. Ce qui vaut sa dénomination au paramètre a .

2.a.iii Influence du terme non diagonal Pour comprendre l'influence du terme non diagonal de l'interaction de Coriolis sur l'énergie totale du noyau, on peut se restreindre à l'étude du cas à deux états $|IK\rangle$ et $|IK + 1\rangle$. Pour un moment angulaire total I donné le problème se ramène simplement à l'étude d'un système à deux niveaux. L'hamiltonien s'écrit

dans la base des états $|IK\rangle$ comme une succession de matrices 2×2 associées à chaque valeur de I :

$$\begin{pmatrix} E_{IK}^{(i)} & V_{cor} \\ V_{cor} & E_{IK+1}^{(i)} \end{pmatrix} \quad (C.16)$$

où $E_{IK}^{(i)}$ et $E_{IK+1}^{(i)}$ sont les énergies des états de la bande rotationnelle non perturbés par le terme non diagonal de l'interaction de Coriolis (ils peuvent éventuellement contenir la contribution diagonale de cette interaction). De la même manière on désigne par $E_{IK}^{(f)}$ et $E_{IK+1}^{(f)}$ l'énergie des états de la bande rotationnelle incluant cette fois l'effet du terme non diagonal, c'est-à-dire les valeurs propres de cette matrice. Après diagonalisation, on a :

$$E_{IK+1}^{(f)} = \frac{1}{2} \left(E_{IK}^{(i)} + E_{IK+1}^{(i)} \right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(E_{IK+1}^{(i)} - E_{IK}^{(i)} \right)^2 + 4V^2}$$

Il est commode d'exprimer l'énergie du déplacement des niveaux non perturbés $\Delta E = |E_{IK}^{(f)} - E_{IK}^{(i)}| = |E_{IK+1}^{(f)} - E_{IK+1}^{(i)}|$ en fonction de leur écart $\Delta E^{(i)} = |E_{IK+1}^{(i)} - E_{IK}^{(i)}|$ (voir figure II.5) et de l'interaction de couplage V [Cas90] :

$$\frac{\Delta E}{\Delta E^{(i)}} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + \frac{4V^2}{(\Delta E^{(i)})^2}} - 1 \right]$$

On vérifie alors très facilement que plus l'écart des niveaux non perturbés est grand, moins leur énergie est déplacée lorsque l'on inclus le terme non diagonal. Lorsqu'ils sont proches au contraire, le déplacement devient important par rapport à l'écart initial. Dans le cas extrême de deux niveaux initialement dégénérés, on a :

$$E_{IK+1}^{(f)} = \frac{1}{2} \left(E_{IK}^{(i)} + E_{IK+1}^{(i)} \right) \pm V$$

et l'écart entre les deux niveaux est exactement égal à deux fois la valeur du terme non diagonal.

Les états propres qui diagonalisent C.16 sont :

$$\begin{aligned} \Psi_{IK} &= \alpha \psi_{IK} + \beta \psi_{IK+1} \\ \Psi_{IK+1} &= -\beta \psi_{IK} + \alpha \psi_{IK+1} \end{aligned}$$

avec

$$\alpha^2 + \beta^2 = 1$$

et

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{1 + \left[\frac{\Delta E}{2V} + \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta E}{2V} \right)^2} \right]^2}}$$

Les fonctions d'onde ψ_{IK} sont les fonctions définies par B.2. Les fonctions d'onde Ψ_{IK} des états propres de C.16 sont constituées d'une superposition des fonctions d'onde ψ_{IK} des états

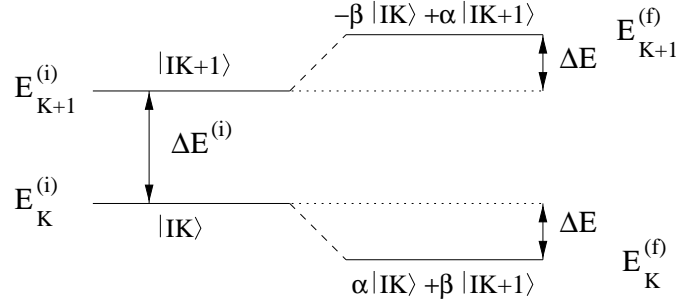


FIG. II.5: Effet d'un terme d'énergie non diagonal dans un système à deux états.

non perturbés, on dit souvent que le terme non diagonal les *mélange*. On vérifie que pour un rapport $\frac{\Delta E}{V}$ grand, c'est-à-dire dans le cas de deux niveaux éloignés ou d'un terme non diagonal faible, la composante β est petite et le mélange est faible. Dans le cas limite où $\frac{\Delta E}{V} = 0$, c'est-à-dire pour des niveaux initialement dégénérés ou un terme non diagonal très fort, on a $\alpha = \beta = \frac{1}{\sqrt{2}}$ et on dit que les états sont complètement mélangés sous l'effet du terme non diagonal. Les principales caractéristique du mélange dans un système à deux niveaux sont résumées sur la figure II.5.

Pour fixer les idées sur les conséquences du mélange des états de deux bandes rotationnelles par le terme non diagonal de l'interaction de Coriolis, on peut se reporter à la figure II.6 Comme ce terme dépend du spin I du niveau, on voit que le déplacement du niveau par rapport à l'écart initial $\frac{\Delta E}{\Delta E^{(i)}}$ augmente avec I . Ceci aboutit, comme dans la situation schématisée sur la figure II.6, à donner une allure «comprimée» à la bande inférieure et «dilatée» à l'autre.

2.a.iv Cas de deux bandes $K=1/2$ et $K=3/2$ Dans l'iridium, on trouve l'exemple de deux bandes où à la fois le terme diagonal et le terme non diagonal de l'interaction de Coriolis entrent en jeu. Ce type de situation se produit dans le cas du mélange d'une bande $K = \frac{1}{2}$ avec une bande $K = \frac{3}{2}$ mais aussi deux bandes $K = \frac{1}{2}$. Nous ne traitons ici que le premier cas qui est celui qui nous intéresse pour la discussion du Chapitre V. Dans la base $|I\frac{1}{2}\rangle |I\frac{3}{2}\rangle$, l'hamiltonien C.11 s'écrit :

$$\begin{pmatrix} \epsilon_{\frac{1}{2}} + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0} \left(I(I+1) + a(-1)^{(I+\frac{1}{2})} (I + \frac{1}{2}) \right) & -\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0} \sqrt{(I - \frac{1}{2})(I + \frac{3}{2})} \langle \frac{1}{2} | j_- | \frac{3}{2} \rangle \\ -\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0} \sqrt{(I - \frac{1}{2})(I + \frac{3}{2})} \langle \frac{1}{2} | j_- | \frac{3}{2} \rangle & \epsilon_{\frac{3}{2}} + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0} I(I+1) \end{pmatrix} \quad (C.17)$$

Il est assez difficile de définir une allure générale des deux bandes ainsi perturbées. Les effets dus aux termes diagonaux décrits sur la figure II.3 s'allient à ceux dus aux termes non diagonaux du type de la figure II.6 pour livrer l'aspect final des bandes. Les énergies des niveaux observés sont les valeurs propres de la matrice C.17. Il est donc possible, en inversant le problème aux valeurs propres de remonter aux éléments de matrice [Pie69], et donc de connaître les quantités attachées à l'interaction de Coriolis qui proviennent des propriétés de la fonction d'onde intrinsèque : le paramètre de découplage a et l'élément de matrice $\langle \Omega | j_- | \Omega + 1 \rangle$. Dans le Chapitre V, on trouvera un exemple d'application de cette méthode lors de l'étude des bandes $1/2^+ [400]$ et $3/2^+ [402]$ observées dans les noyaux d'iridium impairs.

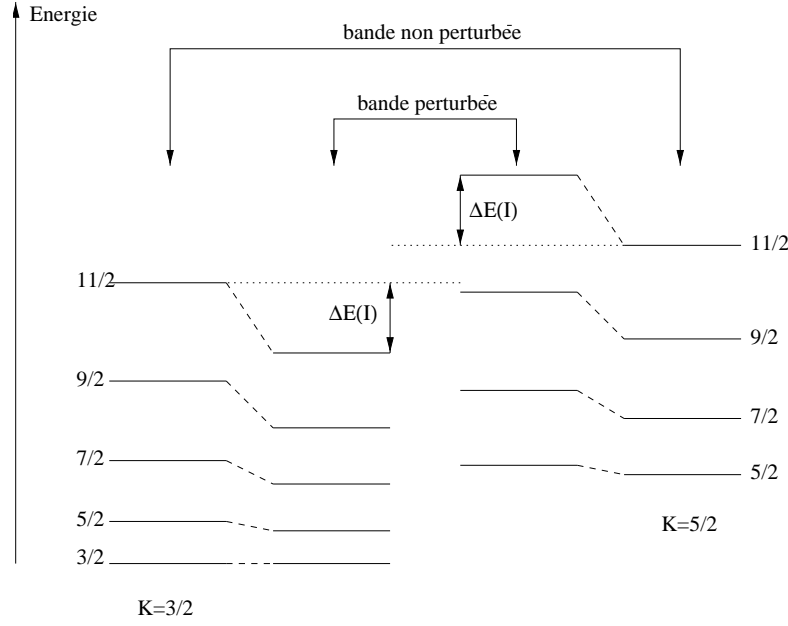


FIG. II.6: Mélange de deux bandes par l'interaction de Coriolis [Cas90].

Paramètre de découplage effectif Il arrive assez souvent, et on verra que c'est le cas pour la bande $1/2^-$ [541] dans l'iridium, que l'état partenaire $K = \frac{3}{2}$ ne soit pas identifié expérimentalement. Il arrive aussi que d'autres états $|IK\rangle$ se trouvent suffisamment proches en énergie pour se mélanger avec la bande $K = \frac{1}{2}$ au travers des termes non diagonaux de l'interaction de Coriolis. Il est possible alors de quantifier la perturbation de cette bande, en faisant comme si elle était seule, par un paramètre de découplage effectif a_{eff} [Eme73] (on notera parfois a_{int} le coefficient de découplage intrinsèque défini par la relation C.13 pour le distinguer de celui-ci). On définit alors une quantité R_I telle que :

$$R_I = \frac{2I-1}{2I+3} \frac{E_{I+2} - E_I}{E_I - E_{I-2}}$$

pour la sous-bande avec $(-1)^{I+\frac{1}{2}} < 0$, dans le cas d'une bande $K = \frac{1}{2}$ seule, cette quantité est reliée au paramètre de découplage intrinsèque a par la relation :

$$R_I = \frac{1 - \frac{a}{2I+3}}{1 - \frac{a}{2I-1}} \quad (C.18)$$

Pour les cas où cette bande se mélange, on définit le paramètre de découplage effectif comme la solution de l'équation C.18 :

$$a_{eff} \equiv \frac{(2I-1)(2I+3)}{2I + \frac{3R_I+1}{R_I-1}} \quad (C.19)$$

Par exemple dans l'iridium, la bande $1/2^-$ [541] est mélangée à la bande $3/2^-$ [532] issue également de la couche $h_{\frac{3}{2}}$, mais celle-ci n'est pas observée. Nous verrons que, alors que le

paramètre de découplage pour une orbitale $j = \frac{9}{2}$ pure vaut 5, le paramètre apparent de cette bande vaut $a_{eff} \approx 8$. Si on se reporte à la figure II.3, pour $a \approx 8$ les niveaux $\frac{5}{2}$ et $\frac{9}{2}$ sont très proches en énergie, ce qui est effectivement observé sur les spectres expérimentaux (figure V.8 du Chapitre V).

2.b Rotor + deux particules

2.b.i Hamiltonien dans le couplage fort Toutes les notions auxquelles nous venons de faire appel pour décrire la situation à une particule peuvent s'étendre au cas à deux particules. On reste dans l'hypothèse où le mouvement des nucléons dans le référentiel attaché au noyau est indépendant de sa rotation globale. Les nucléons considérés sont le neutron et le proton célibataires. L'hamiltonien du système B.4 peut alors se mettre sous la forme :

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_p + \mathcal{H}_n + \mathcal{H}_{rot} + \mathcal{H}_{pn}$$

où \mathcal{H}_p et \mathcal{H}_n représentent l'énergie des deux particules dans le référentiel intrinsèque et \mathcal{H}_{pn} l'énergie de l'interaction résiduelle, non prise en compte dans le potentiel collectif, qui s'exerce entre elles.

Le moment angulaire total du noyau est ici la somme du moment angulaire de la rotation du cœur plus la somme des moments angulaires du proton et du neutron (voir figure II.7). La fonction d'onde correctement symétrisée B.2 s'exprime en fonction des états intrinsèques du proton χ_{Ω_p} et du neutron χ_{Ω_n} comme :

$$\psi_{KM}^I = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left\{ \mathcal{D}_{MK}^I \chi_{\Omega_n} \chi_{\Omega_p} + (-1)^{I-j_n-j_p} \mathcal{D}_{M-K}^I \chi_{-\Omega_n} \chi_{-\Omega_p} \right\}$$

Dans la suite, ces états seront désignés comme précédemment par $|IK\rangle$. Etant donné la symétrie par \mathcal{R} , les états de particule individuelle χ_{Ω} et $\chi_{-\Omega}$ sont dégénérés. Il existe donc deux façons équivalentes de former K (on avait pris pour convention $K > 0$) :

$$K_{\geq} = |\Omega_p \pm \Omega_n| \quad (\text{C.20})$$

Dans la suite, on notera la fonction d'onde intrinsèque dans la configuration où les deux projections de j_p et j_n sur l'axe **3** sont parallèles :

$$|\Omega_n\rangle + |\Omega_p\rangle$$

et celle où elles sont antiparallèles :

$$|\Omega_n\rangle - |\Omega_p\rangle$$

Dans le cas du rotor + deux particules, l'équation B.5 devient :

$$\mathbf{R} = \mathbf{I} - \mathbf{j}_p - \mathbf{j}_n$$

et l'énergie rotationnelle B.6 devient :

$$\mathcal{H}_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0} ((I_1 - j_{p1} - j_{n1})^2 + (I_2 - j_{p2} - j_{n2})^2)$$

On réorganise cette expression en quatre termes :

$$\mathcal{H}_{rot} = \mathcal{H}_I + \mathcal{H}_{rec} + \mathcal{H}_{cor} + \mathcal{H}_{part}$$

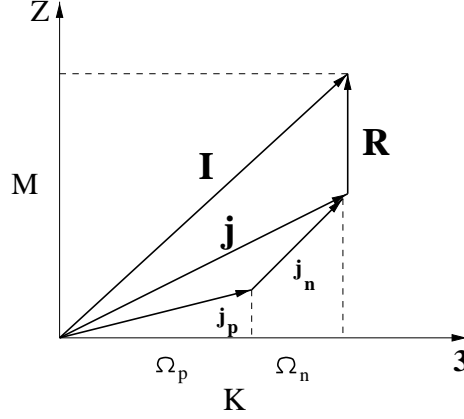


FIG. II.7: Modèle du rotor + deux particules.

avec :

$$\mathcal{H}_I = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} \mathbf{I}^2$$

l'énergie associée à la rotation globale du système,

$$\mathcal{H}_{rec} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} [\mathbf{j}_p^2 - j_{p3}^2 + \mathbf{j}_n^2 - j_{n3}^2 - I_3^2]$$

l'énergie de recul,

$$\mathcal{H}_{cor} = -\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} [I^-(j_n^+ + j_p^+) + I^+(j_n^- + j_p^-)]$$

le terme de Coriolis et

$$\mathcal{H}_{part} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} [j_n^+ j_p^- + j_n^- j_p^+]$$

le terme particule-particule qui représente l'énergie due à l'influence mutuelle des rotations dans le référentiel intrinsèque des deux particules non appariées. Il s'agit d'un terme de la même nature que l'interaction de Coriolis puisqu'il couple deux mouvements de rotation entre eux, on le trouve d'ailleurs assez souvent inclus dans \mathcal{H}_{cor} . D'après C.20 on voit que deux états de particule individuelle $|\Omega_p\rangle$ et $|\Omega_n\rangle$ forment deux bandes rotationnelles :

$$\begin{aligned} I_{<} &= |\Omega_p - \Omega_n|, |\Omega_p - \Omega_n| + 1, |\Omega_p - \Omega_n| + 2, \dots \\ I_{>} &= \Omega_p + \Omega_n, \Omega_p + \Omega_n + 1, \Omega_p + \Omega_n + 2, \dots \end{aligned}$$

On regroupe le terme intrinsèque et le terme de recul de façon à retrouver une forme analogue à C.11, en ne conservant que les éléments dépendant de I et K et ceux du type Coriolis :

$$E = \epsilon_0 + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} (I(I+1) - K^2) + E_{cor} + E_{part}$$

En ne considérant pour le moment que les deux premiers termes, l'énergie des niveaux des deux bandes est :

$$\begin{aligned} E_{<}(I) &= \epsilon_0 + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} (I(I+1) - K_{<}^2) \\ E_{>}(I) &= \epsilon_0 + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} (I(I+1) - K_{>}^2) \end{aligned}$$

avec l'énergie des têtes de bande :

$$\begin{aligned} E_{<}(K_{<}) &= \epsilon_0 + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} |\Omega_p - \Omega_n| \\ E_{>}(K_{>}) &= \epsilon_0 + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} (\Omega_p + \Omega_n) \end{aligned}$$

Les deux têtes de bande sont donc séparées d'une énergie

$$\Delta E = \frac{\hbar^2}{\mathfrak{S}_0} \Omega_{<}$$

où $\Omega_{<}$ désigne la plus petite des deux valeurs Ω_p et Ω_n . La plupart du temps cependant la position relative des deux bandes n'obéit pas à ces relations simples. C.J. Gallagher et S.A. Moszkowski ont défini des règles pour les noyaux à symétrie axiale qui permettent de rendre compte de la plupart des situations couramment observées [Gal58]. Ils supposent que l'état de plus basse énergie est celui pour lequel les projections sur l'axe de symétrie du spin intrinsèque du proton Σ_p et du neutron Σ_n sont toujours alignées parallèlement (dans le même sens). La tête de bande est alors :

- $I_0 = |\Omega_p - \Omega_n|$ pour $\Omega_p = \Lambda_p \pm \frac{1}{2}$ et $\Omega_n = \Lambda_n \mp \frac{1}{2}$
- $I_0 = \Omega_p + \Omega_n$ pour $\Omega_p = \Lambda_p \pm \frac{1}{2}$ et $\Omega_n = \Lambda_n \pm \frac{1}{2}$

2.b.ii Influence des termes diagonaux Dans la base $|IK\rangle$, il existe, comme dans le cas à une particule, un terme diagonal d'énergie supplémentaire qui perturbe l'ordre des niveaux du rotor : il provient ici exclusivement de l'interaction particule-particule. Il s'exerce lorsque les deux états de particule individuelle sont $|\Omega = \frac{1}{2}\rangle$ et se couplent pour former $|K = 0\rangle$. On a alors :

$$\left\langle \frac{1}{2} \frac{1}{2} K = 0 \left| \mathcal{H}_{part} \right| \frac{1}{2} \frac{1}{2} K = 0 \right\rangle = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} (-1)^{(I+1)} a_n a_p$$

où a_n et a_p sont les paramètres de découplage respectivement pour le neutron et le proton comme définis par C.13. La dépendance en spin total I des niveaux d'une bande rotationnelle en négligeant l'effet des termes non diagonaux est donc :

$$E(I) = \epsilon_0 + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} \left[I(I+1) - K^2 + (-1)^{(I+1)} a_n a_p \right]$$

La situation est plus simple ici que dans le cas à une particule, la dépendance en I du terme diagonal s'exprime uniquement au travers du signe $(-1)^{(I+1)}$. Ce terme contribue donc de la même manière à l'énergie de tous les niveaux d'une parité donnée et tend à décaler la bande des I pairs de la bande des I impairs. Cet effet peut être qualifié de décalage ou oscillation pair-impair.

Il est important de noter que ce décalage est uniquement dû à une influence mutuelle du mouvement de *rotation* des particules dans le référentiel intrinsèque similaire à l'interaction de Coriolis. A ce stade, le mouvement de chacune des deux particules est supposé indépendant de l'autre, de la même manière que l'on a supposé le mouvement intrinsèque indépendant du mouvement de rotation du noyau. Pour $K = 0$ cependant, un écart au comportement des

bandes décrit jusqu'à maintenant a été observé [Asa60], imputable cette fois à l'interaction résiduelle entre le proton et le neutron. Le terme d'interaction résiduelle nécessaire pour expliquer cet écart a été introduit par N.D. Newby [New62] et peut se mettre sous la forme :

$$\langle K = 0 | \mathcal{H}_{pn}^{(Newby)} | K = 0 \rangle = (-1)^I B$$

Cette énergie se traduit aussi dans les bandes par un décalage pair-impair.

2.b.iii Termes non diagonaux Comme dans le cas à une particule, l'interaction de Coriolis est non diagonale dans la base des états $|IK\rangle$ et relie les états K aux états $K \pm 1$. On a :

$$\begin{aligned} \langle \Omega'_n \Omega'_p IK + 1 | \mathcal{H}_{cor} | \Omega_n \Omega_p IK \rangle = & -\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} \sqrt{(I-K)(I+K+1)} \\ & \times \begin{cases} \langle \Omega_p + 1 | j_p^+ | \Omega_p \rangle (u_{\Omega_p} u_{\Omega_p+1} + v_{\Omega_p} v_{\Omega_p+1}) & \text{si } \Omega'_n = \Omega_n \\ \langle \Omega_n + 1 | j_n^+ | \Omega_n \rangle (u_{\Omega_n} u_{\Omega_n+1} + v_{\Omega_n} v_{\Omega_n+1}) & \text{si } \Omega'_p = \Omega_p \end{cases} \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned} \langle \Omega'_n \Omega'_p IK - 1 | \mathcal{H}_{cor} | \Omega_n \Omega_p IK \rangle = & -\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} \sqrt{(I+K)(I-K+1)} \\ & \times \begin{cases} \langle \Omega_p - 1 | j_p^- | \Omega_p \rangle (u_{\Omega_p} u_{\Omega_p-1} + v_{\Omega_p} v_{\Omega_p-1}) & \text{si } \Omega'_n = \Omega_n \\ \langle \Omega_n - 1 | j_n^- | \Omega_n \rangle (u_{\Omega_n} u_{\Omega_n-1} + v_{\Omega_n} v_{\Omega_n-1}) & \text{si } \Omega'_p = \Omega_p \end{cases} \end{aligned}$$

où les facteurs en u et v sont les coefficients d'occupation BCS. On voit que pour chaque cas on retrouve pratiquement l'équation C.12. L'effet du terme non diagonal de l'interaction de Coriolis sur les énergies des états des bandes K et $K \pm 1$ est donc en général le même que pour un rotor + une particule, sauf dans le cas où $\Omega = \frac{1}{2}$ pour un des deux nucléons. Le paramètre de découplage tel qu'il est défini en C.13 apparaît en effet nécessairement dans le dernier membre de l'expression ci-dessus. Lorsqu'il est grand, le mélange produit par le terme non diagonal devient très important et susceptible de perturber fortement l'allure des bandes rotationnelles construites sur $|K + \frac{1}{2}\rangle$ et $|K - \frac{1}{2}\rangle$. On assiste alors à un nouveau mode de couplage appelé *semi-découplage* [Kre78]. Il est schématisé en (a) sur la figure II.8 où l'on voit que le mouvement d'un des deux nucléons se découple du cœur, son moment cinétique est en précession autour de l'axe de rotation, alors que le mouvement de l'autre est toujours bien couplé au cœur et son moment cinétique en précession autour de l'axe de symétrie. Nous rencontrerons une telle situation pour ^{184}Ir .

Cas des bandes $K=0$ et $K=1$ Il existe un autre effet spécifique au cas à deux particules : entre les bandes $K = 0$ et $K = 1$ produites par le couplage de deux états intrinsèques $\Omega = \frac{1}{2}$. On a en effet :

$$\left\langle \frac{1}{2} \frac{1}{2} K = 0 | \mathcal{H}_{cor} | \frac{1}{2} \frac{1}{2} K = 1 \right\rangle = -\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} \sqrt{I(I+1)} \left[a_n + (-1)^{(I+1)} a_p \right]$$

où a_n et a_p sont les paramètres de découplage du proton et du neutron comme définis plus haut. On voit que le mélange entre les deux bandes $K = 0$ et $K = 1$ est directement lié à

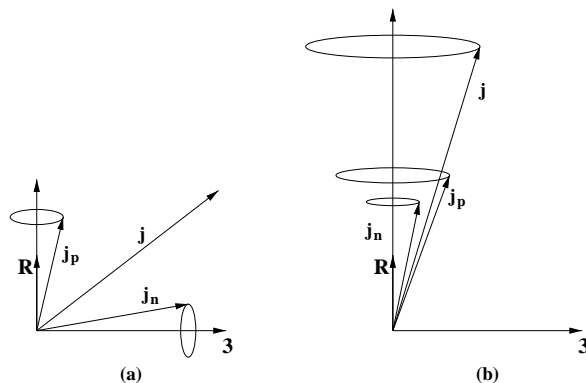


FIG. II.8: (a) semi-découplage, (b) double découplage.

ces deux paramètres de découplage. Il suffit que l'un des deux soit grand pour que ce terme prenne de l'importance, mais il peut devenir encore plus important lorsque les deux nucléons sont bien découplés du cœur. On assiste alors à l'apparition d'un nouveau mode de couplage appelé *double découplage* [Kre84, Kre85] représenté en (b) sur la figure II.8. Les moments cinétiques des deux nucléons non-appariés sont en mouvement de précession autour de l'axe de rotation, emportant avec eux le moment cinétique intrinsèque total \mathbf{j} . Nous rencontrerons deux exemples importants de ce mode de couplage dans ^{182}Ir et ^{186}Ir .

En ce qui concerne le comportement de la bande $K = 0$, il faut remarquer que tant l'analyse de Gallagher et Moszkowski que celle de Newby sont basées sur l'hypothèse que les projections du moment orbital Λ et du spin Σ des états intrinsèques sont de bons nombres quantiques (limite asymptotique). Cela n'est évidemment plus le cas lorsque le terme non diagonal de l'interaction de Coriolis devient prépondérant. En mélangeant fortement les bandes $K = 0$ et $K = 1$, il brise la symétrie axiale et K n'est plus un bon nombre quantique, pas plus, *a fortiori*, que Λ et Σ . L'ordre des niveaux des bandes rotationnelles est très perturbé, et de façon analogue à ce que l'on pouvait voir sur la figure II.3, le spin du niveau de plus basse énergie n'est plus le spin le plus bas de la bande (on retrouve de manière cohérente le fait que le noyau acquiert du moment angulaire sans dépenser d'énergie) et les règles de Gallagher et Moszkowski ne s'appliquent plus. C'est-à-ce point qu'apparaît l'importance de disposer d'une méthode de calcul de l'interaction résiduelle *ab initio* comme c'est le cas dans le cadre du modèle que nous avons utilisé.

En conclusion il est important de souligner qu'à la différence du rotor + une particule, l'effet de Coriolis dont l'impact sur l'allure des bandes rotationnelles est la plus importante ici est le terme *non* diagonal. Ce terme possède une dépendance en I qui le renforce vers les spins élevés. Il est, de plus, gouverné par les propriétés de la fonction d'onde intrinsèque soit d'un des deux nucléons, soit des deux au travers de a_p et a_n . En ce sens il joue le même rôle que jouait dans le système à une particule le terme diagonal de l'interaction de Coriolis contenant le paramètre de découplage.

D Modèle utilisé

1 Etats de particule individuelle

Les états de particule individuelle χ_Ω sont calculés de manière self - consistante. Les calculs sont effectués suivant la méthode Hartree-Fock avec contrainte (CHF) [Flo73] en utilisant l'interaction effective de Skyrme avec le jeu de paramètres SIII [Bei75]. Ce jeu de paramètre n'est, bien entendu, en aucun cas ajusté pour reproduire les données concernant la région de transition et reste valable pour l'ensemble des noyaux.

Base de l'oscillateur harmonique Pour résoudre les équations HF, les états HF sont développés suivant les états propres de l'oscillateur harmonique. Nous avons limité la taille de cette base à 13 couches ($N=0, \dots, 12$). Afin de compenser l'effet de cette limitation, on ajuste deux paramètres $q \equiv \omega_\perp/\omega_z$ et $b \equiv \sqrt{m\omega/\hbar}$ avec ω_\perp et ω_z les deux fréquences de l'oscillateur harmonique et $\omega^3 = \omega_z\omega_\perp$. L'ajustement se fait de façon à minimiser l'énergie totale du noyau. Ce point est très important car le choix d'un mauvais jeu de valeurs pour b et q revient à appliquer une contrainte sur la déformation du noyau et conduit en particulier à des valeurs erronées du moment quadrupolaire [Flo73].

Calcul avec contrainte Afin de pouvoir déterminer la dépendance de l'énergie en fonction de la déformation, le noyau est soumis à un champ extérieur ou «contrainte». Cette contrainte est réalisée en ajoutant à l'hamiltonien une fonction dépendant de la quantité dont le noyau doit adopter la valeur [Flo73]. Le noyau est contraint dans notre cas à adopter une certaine valeur du moment quadrupolaire Q_{20} [Mey79]. La quantité qui est minimisée au cours du processus itératif est alors :

$$\langle \mathcal{H} \rangle + f(\langle Q_{20} \rangle)$$

A la fin de la minimisation on a : $\langle \mathcal{H} \rangle = E$ et $\langle Q_{20} \rangle = Q_{20}$.

Traitement de l'appariement L'appariement est pris en compte dans les calculs, par la minimisation, au cours du processus itératif, d'une quantité du genre :

$$\langle \mathcal{H} \rangle - \Delta \sum_i u_i v_i$$

où Δ est l'énergie du gap, v_i l'amplitude de la probabilité d'occupation de l'état de particule individuelle i , et $u_i^2 = 1 - v_i^2$. On dispose alors du jeu habituel d'équations BCS. Dans le traitement utilisé ici, on se place dans l'approximation où la force d'appariement G (reliée au gap par $\Delta = G \sum_{ij} u_i v_j$) est constante en fonction de la déformation.

On obtient, au terme du processus de minimisation, les fonctions d'onde de particule individuelle χ_Ω développées sur la base de l'oscillateur harmonique. L'énergie totale du noyau est donnée par la somme des énergies de quasiparticule :

- pour un noyau impair, c'est l'énergie de l'état fondamental $|BCS\rangle$ du noyau pair-pair voisin plus l'énergie d'une quasiparticule :

$$E = E_{Fermi} + E_{BCS} + \mathcal{E}_{qp}$$

- pour un noyau impair-impair, c'est l'énergie du niveau fondamental du noyau pair-pair voisin plus l'énergie d'une quasiparticule proton plus celle d'une quasiparticule neutron auxquelles on ajoute encore l'interaction résiduelle entre les deux quasiparticules neutron et proton :

$$E = E_{Fermi} + E_{BCS} + \mathcal{E}_{qp}(p) + \mathcal{E}_{qp}(n) + \langle \widetilde{\chi_{n'p'}} | V_{res} | \widetilde{\chi_{np}} \rangle$$

où l'état à deux quasiparticules $|\widetilde{\chi_{np}}\rangle$ est défini par :

$$|\widetilde{\chi_{np}}\rangle = \eta_n^+ \eta_p^+ |BCS\rangle$$

η_n^+ étant les opérateurs de création de quasiparticule de la théorie BCS. Le terme d'interaction effective est défini par [Ben87'] :

$$\begin{aligned} \langle \widetilde{\chi_{n'p'}} | V_{res} | \widetilde{\chi_{np}} \rangle &= \langle n'p' | V | np \rangle (u_n u_{n'} u_p u_{p'} + v_n v_{n'} v_p v_{p'}) \\ &\quad - \langle n'\bar{p} | V | n\bar{p}' \rangle (u_n u_{n'} v_p v_{p'} + v_n v_{n'} u_p u_{p'}) \end{aligned}$$

avec $|pn\rangle$ les états à deux particules individuelles neutron et proton, les états barrés sont ceux obtenus par renversement du temps. Il est important de noter que ces éléments de matrice sont directement les éléments de matrice de l'interaction effective.

2 Couplage à la rotation du cœur

L'hamiltonien obtenu au bout du processus itératif est constitué d'une somme de quasiparticules. Pour se placer dans l'hypothèse de la séparation du mouvement intrinsèque et du mouvement de rotation collective et ainsi retrouver l'image du rotor, il faut distinguer à l'intérieur de cet opérateur une contribution du mouvement intrinsèque et une contribution de la rotation du cœur. L'hypothèse consiste à considérer l'état fondamental $|BCS\rangle$ du noyau pair-pair voisin comme l'état de rotation d'un rotor pur $|R\rangle$. L'énergie intrinsèque est alors simplement l'énergie d'une quasiparticule ou deux quasiparticules. Dans le cas à une quasiparticule l'énergie totale s'écrit dans la base découplée (IjR) (voir B.1) qui diagonalise les états de rotation du cœur comme :

$$E = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}(R)} R(R+1) + \mathcal{E}_{qp}$$

et dans le cas à deux quasiparticules :

$$E = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}(R)} R(R+1) + \mathcal{E}_{qp}(n) + \mathcal{E}_{qp}(p) + \langle \widetilde{\chi_{n'p'}} | V_{res} | \widetilde{\chi_{np}} \rangle$$

La dépendance du moment d'inertie en fonction de R provient directement de la bande rotationnelle expérimentale du noyau pair-pair [Mey79].

L'état $|BCS\rangle$ du cœur n'est pas un état propre de l'opérateur nombre de particules \hat{N} , il en est de même pour les états à une et deux quasiparticules décrivant les noyaux impairs et impairs-impairs. Si on appelle A le nombre moyen de particules dans l'état $|BCS\rangle$:

$$A \equiv \langle BCS | \hat{N} | BCS \rangle$$

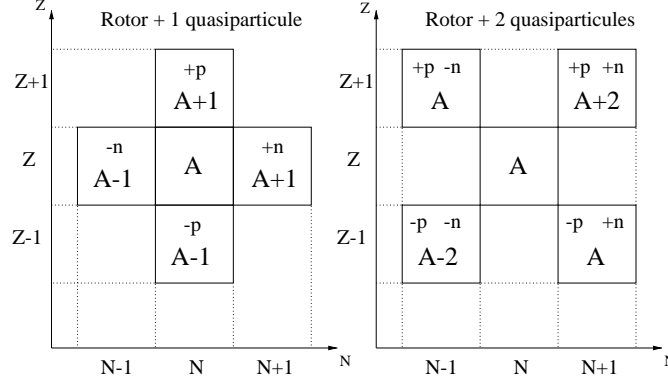


FIG. II.9: Résumé des noyaux représentés dans un calcul rotor + 1 et 2 quasiparticules avec un cœur pair-pair de masse A . Les lettres p et n représentent un état de particule proton et de particule neutron, $-p$ et $-n$ représentent respectivement un état de trou proton et de trou neutron. Cette notation permet de retenir intuitivement le passage d'une case à l'autre en considérant qu'un état de particule représente l'ajout d'un nucléon, et un état de trou représente le retrait du nucléon.

alors le nombre moyen de particules dans l'état à une quasiparticule i est [Mey79] :

$$\begin{aligned}\langle \hat{N} \rangle &= A + u_i^2 - v_i^2 \\ &= A + 1 - 2v_i^2\end{aligned}$$

et dans l'état à deux quasiparticules p et n est [Ibr94'] :

$$\begin{aligned}\langle \hat{N} \rangle &= A + u_p^2 - v_p^2 + u_n^2 - v_n^2 \\ &= A + 2(1 - v_p^2 - v_n^2)\end{aligned}$$

Dans le cas à une quasiparticule, cela signifie que la fonction d'onde ainsi calculée peut représenter le noyau $A + 1$ ou le noyau $A - 1$ selon la position du niveau d'énergie correspondant à l'état de quasiparticule par rapport au niveau de Fermi. Un état vide situé au dessus du niveau de Fermi représente plutôt le noyau $A + 1$ et un état plein, situé en dessous du niveau de Fermi représente plutôt le noyau $A - 1$. Dans le cas à deux particules, ceci est vrai à la fois pour l'état de proton et pour l'état de neutron, de sorte que la fonction d'onde peut représenter les noyaux A , $A - 2$ et $A + 2$. La figure II.9 permet de situer les noyaux qu'il est possible de représenter à partir d'un cœur pair-pair de nombre de masse A .

Les états propres de l'hamiltonien total sont indifféremment exprimés dans la base (IjR) ou dans la base standard (IK), le passage de l'une à l'autre étant assuré par la relation B.3. Afin de pouvoir disposer d'une notation cohérente avec d'autres modèles à symétrie axiale et en particulier avec le modèle de Nilsson [Nil55], les états de particule individuelle $|\Omega\rangle$ (ou $|K\rangle$) sont identifiés par les nombres quantiques asymptotiques par $K^\pi[Nn_3\Lambda]$. Pour ce faire, la fonction d'onde χ_Ω est décomposée sur la base asymptotique, et sa composante principale lui est assignée comme étiquette de Nilsson.

Les états propres de l'hamiltonien total du noyau vu comme un rotor plus une ou deux particules qui inclue par définition les termes non diagonaux dans la base standard de l'interaction

de Coriolis, s'écrivent sous la forme des sommes :

$$|IM\rangle = \sum_K C_K^I |IMK\rangle = \sum_{j,R} C_{jR}^I |IM(jR)\rangle$$

Il est inutile de prendre en compte tous les états de particule individuelle lors de la diagonalisation, on se limite donc à ceux situés dans la limite de ± 5 MeV autour du niveau de Fermi [Mey79]. Dans la suite, l'état total du noyau sera désigné par l'étiquette de Nilsson assignée à l'état de particule individuelle dont il est principalement composé et afin de le distinguer de l'état individuel lui-même, on le notera souvent " $K^\pi [Nn_3\Lambda]$ ".

E Calcul des moments statiques

Pour les noyaux impairs, le moment quadrupolaire électrique et le moment dipolaire magnétique sont calculés de manière exacte en utilisant les fonctions d'onde totales telles que décrites ci-dessus [Lib82], c'est à dire incluant tous les états de particule individuelle reliés par l'interaction de Coriolis (dans la limite des ± 5 MeV). Il est utile cependant de rappeler quelques expressions des moments statiques estimés dans la base standard. Pour quelques cas, on peut alors considérer le mélange entre deux états et ainsi se donner de manière simple une bonne idée de l'influence de l'interaction de Coriolis sur ces quantités. Quoi qu'il en soit, en ce qui concerne les noyaux impairs-impairs, le moment magnétique ne sera calculé que pour des états $IK[\Omega_n \pm \Omega_p]$ purs ou dans le cas important d'un mélange $K = 0$ $K = 1$ pour une configuration $|\frac{1}{2}\rangle \otimes |\frac{1}{2}\rangle$.

1 Moment quadrupolaire électrique

On définit l'opérateur moment quadrupolaire \hat{Q} comme (voir [Boh69]) :

$$q\hat{Q} \equiv \int \rho_N(\mathbf{r}) r^2 (3 \cos^2 \vartheta - 1) d\tau \quad (\text{E.21})$$

ρ_N étant la densité de charge du noyau et q , la valeur absolue de la charge élémentaire et \mathbf{r} l'opérateur position. Cet opérateur \hat{Q} mesure l'écart de la distribution de charge par rapport à la symétrie sphérique, il est proportionnel la composante $\nu = 0$ de l'opérateur tensoriel multipole électrique d'ordre deux (quadrupole) :

$$\mathcal{M}(E2, \nu) = \int \rho_N(\mathbf{r}) r^2 Y_{2\nu}(\vartheta, \varphi) d\tau$$

soit

$$q\hat{Q} = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \mathcal{M}(E2, \nu = 0)$$

La valeur de \hat{Q} estimée dans l'état $|IM\rangle$ est appelée Q_s , moment quadrupolaire spectroscopique (il s'agit de la valeur du moment quadrupolaire vue dans le référentiel du laboratoire, cf Chapitre III) :

$$qQ_s = \langle IM = I | q\hat{Q} | IM = I \rangle = \langle IM = I | \int \rho_N(\mathbf{r}) r^2 (3 \cos^2 \vartheta - 1) d\tau | IM = I \rangle$$

où \mathbf{r} est l'opérateur position dans le référentiel du laboratoire. Ce qui donne en fonction de l'élément de matrice réduit $\langle I || \mathcal{M}(E2) || I \rangle$:

$$qQ_s = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \frac{1}{\sqrt{2I+1}} \langle II20 | II \rangle \langle I || \mathcal{M}(E2) || I \rangle \quad (\text{E.22})$$

L'opérateur \hat{Q} estimé dans l'état intrinsèque $|K\rangle$ noté Q_0 est appelé moment quadrupolaire intrinsèque :

$$qQ_0 = \langle K | q\hat{Q} | K \rangle = \langle K | \int \rho_N(\mathbf{r}') r'^2 (3 \cos^2 \vartheta' - 1) d\tau' | K \rangle$$

où \mathbf{r}' est l'opérateur position cette fois dans le référentiel intrinsèque. On appelle $\mathcal{M}'(E2, \xi)$ l'opérateur moment électrique d'ordre 2 pris dans le référentiel intrinsèque :

$$\mathcal{M}'(E2, \xi) = \int \rho_N(\mathbf{r}') r'^2 Y_{2\xi}(\vartheta', \varphi') d\tau'$$

avec \mathbf{r}' l'opérateur position repérée dans le référentiel intrinsèque. La relation entre $\mathcal{M}'(E2, \xi)$ et $\mathcal{M}(E2, \nu)$ correspond à une rotation de ω l'angle (ou la donnée des trois angles d'Euler) entre les axes z et $\mathbf{3}$ et s'écrit [Boh69] :

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(E2, \nu) &= \sum_{\xi} \mathcal{M}'(E2, \xi) \mathcal{D}_{\nu\xi}^2 \\ &= \sqrt{\frac{5}{16\pi}} q Q_0 \mathcal{D}_{\nu 0}^2 \\ &= \frac{q}{2} Q_0 Y_{2\nu}(\omega) \end{aligned}$$

L'élément de matrice réduit $\langle I || \mathcal{M}(E2) || I \rangle$ introduit plus haut s'écrit de nouveau :

$$\langle IK || \mathcal{M}(E2) || IK \rangle = \sqrt{2I+1} \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \langle IK 20 | IK \rangle q Q_0$$

En le remplaçant par son expression dans l'équation E.22 on obtient la transformation permettant de passer de la valeur estimée dans un référentiel à l'autre [Boh69] :

$$\begin{aligned} Q_s &= \langle IK 20 | IK \rangle \langle II 20 | II \rangle Q_0 \\ &= \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0 \end{aligned}$$

On suppose maintenant un état nucléaire total constitué du mélange de deux états $|IK\rangle$ et $|IK+1\rangle$ sous l'effet de l'interaction de Coriolis (en reprenant les notations introduites plus haut) :

$$\Psi_{IK} = \alpha \psi_{IK} + \beta \psi_{IK+1}$$

l'élément de matrice réduit s'écrit alors [Ker56] :

$$\begin{aligned} \langle IK || \mathcal{M}(E2) || IK+1 \rangle &= \\ &\sqrt{2I+1} \sqrt{\frac{5}{16\pi}} q \{ \alpha^2 Q_{0K} \langle IK 20 | IK \rangle + \beta^2 Q_{0K+1} \langle IK+1 20 | IK+1 \rangle \} \end{aligned}$$

où Q_{0K} et Q_{0K+1} sont les moments quadropolaires intrinsèques dans l'état $|IK\rangle$ et l'état $|IK+1\rangle$. Le moment quadropolaire spectroscopique est donc simplement :

$$Q_s = \alpha^2 \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_{0K} + \beta^2 \frac{3(K+1)^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_{0K+1}$$

Cette dépendance en K de la transformation du référentiel intrinsèque au référentiel du laboratoire peut constituer une information sur la composition de la fonction d'onde sur les vecteurs de la base standard $|IK\rangle$. Le moment quadropolaire spectroscopique est en effet

mesuré au travers de la structure hyperfine comme nous le verrons dans les deux chapitres suivants et de l'autre côté, le moment quadrupolaire spectroscopique est relié à la distribution de charge par définition (équation E.21). Si on suppose cette distribution de charge uniformément répartie dans un quadrupoloïde de la forme A.1 alors Q_0 peut s'exprimer en fonction du paramètre de déformation β_2 par [Löb70] :

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5}\pi} Z R_{0q}^2 \beta_2 \left(1 + \frac{2}{7} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta_2 + \frac{1}{14\pi} \beta_2^2 - \dots \right) \quad (\text{E.23})$$

Dans la suite on se limitera au développement au deuxième ordre en β_2 .

2 Moment dipolaire magnétique

Dans l'hypothèse du couplage fort défini plus haut, l'opérateur moment magnétique est la somme du moment magnétique généré par le mouvement intrinsèque et celui généré par le mouvement de rotation collective :

- pour un rotor plus une particule [Nil55] :

$$\boldsymbol{\mu} = g_s \mathbf{s} + g_l \mathbf{l} + g_R \mathbf{R} \quad (\text{E.24})$$

- pour un rotor plus deux particules [Lam69] :

$$\boldsymbol{\mu} = g_{s_n} \mathbf{s}_n + g_{l_n} \mathbf{l}_n + g_{s_p} \mathbf{s}_p + g_{l_p} \mathbf{l}_p + g_R \mathbf{R} \quad (\text{E.25})$$

où g_s et g_l sont respectivement le facteur gyromagnétique intrinsèque et orbital et g_R est le facteur gyromagnétique associé au moment angulaire de rotation du cœur. Sa valeur pour un noyau uniformément chargé est [Boh53] :

$$g_R = \frac{Z}{A}$$

L'opérateur moment magnétique est proportionnel à l'opérateur tensoriel moment magnétique d'ordre 1 (moment dipolaire) :

$$\mathcal{M}(M1, \nu) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \frac{q\hbar}{2M_p c} \mu_\nu \quad (\text{E.26})$$

La valeur du moment magnétique dans le référentiel du laboratoire est par définition [Boh53] :

$$\mu = \langle IM = I | \boldsymbol{\mu}_3 | IM = I \rangle \quad (\text{E.27})$$

et peut s'exprimer en fonction de l'élément de matrice réduit $\langle I || \mathcal{M}(M1) || I \rangle$:

$$\frac{q\hbar}{2M_p c} \mu = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \frac{1}{\sqrt{2I+1}} \langle II01 | II \rangle \langle I || \mathcal{M}(M1) || I \rangle$$

On définit alors le facteur gyromagnétique g_Ω associé à un état intrinsèque $|\Omega\rangle$ [Boh69] :

$$\sqrt{\frac{3}{4\pi}} \frac{q\hbar}{2M_p c} g_\Omega \Omega \equiv \langle \Omega | \mathcal{M}(M1, \nu = 0) | \Omega \rangle$$

En utilisant les équations E.24, E.26 et la définition précédente on obtient :

$$\begin{aligned} g_\Omega \Omega &= \langle \Omega | g_l s_3 + g_s s_3 | \Omega \rangle \\ &= g_l \Omega + (g_s - g_l) \langle \Omega | s_3 | \Omega \rangle \end{aligned}$$

On définit également un paramètre de découplage magnétique b_0 :

$$\sqrt{\frac{3}{4\pi}} \frac{q\hbar}{2M_p c} (g_\Omega - g_R) b_0 \equiv -\sqrt{2} \langle \Omega = \frac{1}{2} | \mathcal{M}(M1, \nu = 1) | \Omega = -\frac{1}{2} \rangle$$

relié au paramètre de découplage intrinsèque a par [Boh69] :

$$\begin{aligned} b_0(g_\Omega - g_R) &= \langle \Omega = \frac{1}{2} | (g_l - g_R) l^+ + (g_s - g_R) s^+ | \Omega = -\frac{1}{2} \rangle \\ &= -(g_l + g_R) a + (g_s - g_l) \langle \Omega = \frac{1}{2} | s^+ | \Omega = -\frac{1}{2} \rangle \\ &= -(g_l + g_R) a - \frac{1}{2} (-1)^l (g_s + g_K - 2g_l) \end{aligned}$$

On peut alors donner les expressions du moment magnétique d'un noyau dans un état de la base standard $|IK\rangle$:

– dans le cas du rotor plus une particule :

– lorsque $K > \frac{1}{2}$ on a :

$$\mu = g_R I + (g_K - g_R) \frac{K^2}{I+1}$$

– pour un état $|K = \frac{1}{2}\rangle$ l'opérateur $\mathcal{M}(M1)$ relie la composante $K = \frac{1}{2}$ à la composante $-\frac{1}{2}$. Par analogie avec la situation où ce mélange se traduit par un terme diagonal de l'interaction de Coriolis, le paramètre b_0 est appelé paramètre de découplage magnétique, et on a :

$$\mu = g_R I + \frac{g_K - g_R}{4(I+1)} \left(1 + (2I+1)(-1)^{(I+\frac{1}{2})} b_0 \right) \quad (\text{E.28})$$

Il est important de remarquer que ce dernier terme peut contribuer de manière non négligeable au résultat, cela signifie alors, que le magnétisme total du noyau est influencé par le mouvement d'un seul nucléon.

– dans le cas du rotor plus deux particules on obtient [Lam69] :

– lorsque $K = 0$, la symétrie du noyau par rapport à \mathcal{R} la rotation de π autour d'un axe perpendiculaire à $\mathbf{3}$ impose que la contribution du mouvement intrinsèque au moment magnétique soit nul. On a donc :

$$\mu = g_R I$$

– lorsque $K \neq 0$:

$$\mu = \frac{K}{I+1} \left(g_{K_p} \Omega_p + g_{K_n} \Omega_n + g_R \frac{I^2 + I - K^2}{K} \right) \quad (\text{E.29})$$

Il existe deux façons possibles de former K avec les deux projections Ω_p et Ω_n (équation C.20). Dans le cas d'une configuration antiparallèle $|\Omega_n\rangle - |\Omega_p\rangle$ la convention $K > 0$ impose, dans la formule ci-dessus [Eks73] :

- de placer un signe $-$ devant Ω_p lorsque $\Omega_n > \Omega_p$
- de placer un signe $-$ devant Ω_n lorsque $\Omega_p > \Omega_n$.

Dans le cas très important du mélange de deux bandes $K = 0$ et $K = 1$ construites sur une configuration $|\Omega_p = \frac{1}{2}\rangle \otimes |\Omega_n = \frac{1}{2}\rangle$, le moment magnétique d'un noyau dans l'état

$$\Psi_{IK=0} = \alpha\psi_{I0} + \beta\psi_{I1}$$

est [Kre85] :

$$\begin{aligned} \mu = g_R I + \beta^2 \frac{1}{I+1} \left(g_{\Omega_n} \frac{1}{2} + g_{\Omega_p} \frac{1}{2} - g_R \right) \\ + 2\alpha\beta \frac{1}{2} \frac{\sqrt{I(I+1)}}{I+1} \left((-1)^{(I+1)} (g_{\Omega_n} - g_R) b_{0n} + (g_{\Omega_p} - g_R) b_{0p} \right) \quad (\text{E.30}) \end{aligned}$$

Dans cette formule le terme non diagonal de l'interaction de Coriolis apparaît au travers du terme croisé $\alpha\beta$. Lorsque le mélange est très important, ce terme croisé peut contribuer de manière non négligeable à la valeur totale du moment magnétique. En ce sens, dans ce cas particulier le moment magnétique du noyau impair-impair est particulièrement sensible aux propriétés des états de particule individuelle au travers des paramètres de découplage magnétiques.

Chapitre III

L'interaction Noyau-Cortège

A L'interaction hyperfine

1 Origine des termes d'interaction hyperfine

Les moments dipolaire magnétique μ et quadrupolaire spectroscopique Q_s que nous allons chercher à mesurer, interviennent dans des termes de l'énergie totale de l'atome qui représentent l'influence de la distribution et du mouvement de la charge nucléaire dans l'espace sur la structure des spectres atomiques. Nous verrons plus loin qu'ils entrent dans des termes correctifs très petits de l'énergie totale de l'atome, que l'on traitera de manière non-relativiste. La distribution de la charge nucléaire crée un potentiel scalaire $U_N(\vec{r})$ en tout point de l'espace et le mouvement de cette charge donne naissance à un champ magnétique $\vec{\nabla} \wedge \vec{A}_N(\vec{r})$, où \vec{A}_N est le potentiel vecteur. Une manière de mettre en évidence l'énergie liée à l'interaction de chacun des moments nucléaires avec l'électromagnétisme du cortège consiste à effectuer un développement de la distribution de charge, ainsi que du potentiel vecteur, en séries de moments multipolaires.

1.a Termes électriques

Considérons le cas de la distribution de charge électrique du noyau ρ_N , le potentiel qu'elle crée en tout point de l'espace est :

$$U(\vec{r}) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int_N \frac{\rho_N}{|\vec{r} - \vec{r}_N|} d^3\vec{r}_N$$

où l'intégrale \int_N porte sur tout le volume nucléaire. On suppose que les dimensions de la distribution de charge qui donne naissance au potentiel sont faibles par rapport aux distances auxquelles on cherche à exprimer ce potentiel. Cette situation est valable pour le potentiel créé par le noyau ressenti par un électron de probabilité de présence nulle aux alentours de l'origine des axes (qu'on admet confondue avec le centre de gravité des distributions de charge du noyau et des électrons). C'est-à-dire pour tous les électrons sauf les électrons s et $p_{\frac{1}{2}}$. On suppose donc $|\vec{r}_N| \ll |\vec{r}|$ et on peut écrire :

$$\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}_N|} = \frac{1}{r} \sum_{l=0}^{\infty} \left(\frac{r_N}{r} \right)^l P_l(\cos \vartheta) \quad (\text{A.1})$$

où ϑ est l'angle formé par les vecteurs \vec{r} et r_N . L'énergie électrostatique s'exprime alors comme une suite de termes faisant intervenir les potentiels créés par les moments multipolaires successifs de la distribution de la charge. La signification physique des premiers termes du développement du potentiel électrostatique est :

- $l = 0$: le moment d'ordre 0 est la charge totale du noyau Zq . Le potentiel créé par le moment d'ordre 0 est donc proportionnel à Zq : il s'agit du potentiel coulombien $U_c(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Zq}{r}$.
- $l = 1$: le moment d'ordre 1 est le moment dipolaire électrique, il s'agit d'une quantité vectorielle : $\vec{D} = \int_N \vec{r} \rho_N d\tau$. Il n'existe pas de moment dipolaire électrique mesurable du noyau, ni de moments électriques d'ordre supérieur impair. Ils correspondent en effet à des distributions qui brisent la symétrie par rapport au plan équatorial.
- $l = 2$: le moment d'ordre 2 est le moment quadrupolaire électrique. Il s'agit d'un tenseur d'ordre 2. On peut l'écrire sous la forme :

$$\begin{pmatrix} \int \rho_N x^2 d\tau & \int \rho_N xy d\tau & \int \rho_N xz d\tau \\ \int \rho_N yx d\tau & \int \rho_N y^2 d\tau & \int \rho_N yz d\tau \\ \int \rho_N zx d\tau & \int \rho_N zy d\tau & \int \rho_N z^2 d\tau \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} Q_{xx} & Q_{xy} & Q_{xz} \\ Q_{yx} & Q_{yy} & Q_{yz} \\ Q_{zx} & Q_{zy} & Q_{zz} \end{pmatrix}$$

Selon la formule du développement A.1, on voit que le potentiel dû au moment d'ordre l est au maximum de la taille de $U_c(r) \times (R_N/r)^l$, où R_N est le rayon du noyau. R_N vaut quelques fermis, et la distance moyenne des électrons est de l'ordre du rayon de Bohr : $a_0 = \frac{\hbar}{m_e c \alpha} \approx 0,5 \text{ \AA}$ (où α est la constante de structure fine). Le rapport R_N/a_0 est donc très petit : un peu moins de 10^{-4} , cela signifie que l'influence des termes multipolaires de la distribution de charge électrique décroît très vite lorsque l augmente. En fait, il est très difficile expérimentalement de mettre en évidence cette influence pour les termes de $l > 2$, il est donc inutile de les prendre en compte ici.

Considérons maintenant l'énergie d'interaction entre ce potentiel et la distribution de la charge des électrons ρ_e . On appelle φ_e le potentiel créé par cette distribution de charge :

$$\varphi_e(\vec{r}) = \frac{-q}{4\pi\epsilon_0} \int_e \frac{\rho_e}{r} d\tau \quad (\text{A.2})$$

l'énergie d'interaction électrostatique s'écrit alors :

$$W_e = q \int_N \rho_N \varphi_e d\tau \quad (\text{A.3})$$

Afin de mettre en évidence la contribution de chacun des moments de la distribution de charge à cette énergie, on effectue un développement limité autour de l'origine du potentiel créé par les électrons :

$$\begin{aligned} \varphi_e(x, y, z) = & \varphi_e(0) + x \frac{\partial \varphi_e}{\partial x}(0) + y \frac{\partial \varphi_e}{\partial y}(0) + z \frac{\partial \varphi_e}{\partial z}(0) \\ & + \frac{1}{2} \left(x^2 \frac{\partial^2 \varphi_e}{\partial x^2}(0) + xy \frac{\partial^2 \varphi_e}{\partial x \partial y}(0) + \dots + z^2 \frac{\partial^2 \varphi_e}{\partial z^2}(0) \right) + \dots \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

En reportant A.4 dans A.3 on obtient l'énergie W_e comme une somme de termes d'ordre l représentant l'interaction entre le moment de la distribution de charge nucléaire d'ordre l

avec la dérivée l^{ieme} du potentiel créé par les électrons à l'origine. En considérant toujours que $|\vec{r}_N| \ll |\vec{r}_e|$, on peut se limiter aux premiers termes du développement. Le premier terme représente donc l'énergie de la charge totale du noyau rassemblée au point 0 plongée dans le potentiel créé par l'ensemble des électrons en ce point : c'est l'interaction coulombienne. Le deuxième terme représente l'interaction entre le moment dipolaire électrique et le champ électrique $-\vec{\nabla}\varphi_e = \vec{E}$. On a vu que ce terme disparaît dans le cas de la distribution de charge d'un noyau. Pour le troisième terme on reconnaît l'interaction entre le moment quadrupolaire du noyau et le gradient du champ électrique.

En se limitant au développement à $l \leq 2$, on aboutit pour l'énergie électrostatique de l'atome à :

$$W_e = \frac{-Zq^2}{4\pi\epsilon_0} \int_e \frac{\rho_e}{r} d\tau + \frac{1}{2}q \sum_{x_i x_j} Q_{x_i x_j} \frac{\partial \varphi_e}{\partial x_i \partial x_j}(0) \quad (\text{A.5})$$

où x_i et x_j peuvent prendre toutes les valeurs x , y et z .

1.b Terme magnétique

Le même type de raisonnement s'applique pour le potentiel vecteur \vec{A}_N , qui peut se développer en puissances de $1/r$. Les parités des moments multipolaires magnétiques étant opposées à celles des moments électriques correspondant, les moments nuls sont ici les moments pairs. Puisqu'il n'existe pas de moment magnétique d'ordre $l = 0$, le premier terme non nul du potentiel correspond à la contribution du moment dipolaire. Les termes impairs suivants sont négligeables. La contribution du moment dipolaire magnétique du noyau $\vec{\mu}_I$ au potentiel vecteur s'écrit :

$$\vec{A}_{N1} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{\mu}_I \wedge \vec{r}}{r^3} \quad (\text{A.6})$$

et le terme d'interaction entre le moment dipolaire magnétique du noyau et la densité de courant de charge électronique $\vec{\eta}_e$ est :

$$W_m = - \int \vec{A}_{N1} \cdot \vec{\eta}_e d\tau \quad (\text{A.7})$$

De la même manière que précédemment, on reporte A.6 dans A.7 et on obtient :

$$W_m = -\frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{(\vec{\mu}_I \wedge \vec{r}) \cdot \vec{\eta}_e}{r^3} d\tau = -\frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{\mu}_I \cdot (\vec{r} \wedge \vec{\eta}_e)}{r^3} d\tau$$

La quantité

$$\frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{r} \wedge \vec{\eta}_e}{r^3} d\tau$$

représente le champ magnétique dû au mouvement des électrons. Cette énergie, en complète analogie avec ce qui a été fait précédemment, est donc celle de l'interaction entre le moment d'ordre 1 c'est-à-dire le moment dipolaire magnétique et l'équivalent de la dérivée première du potentiel prise à l'origine, c'est-à-dire ici, le champ magnétique $\vec{H}(0) = \vec{\nabla} \wedge \vec{A}(0)$. On exprime alors l'énergie due au magnétisme du noyau comme :

$$W_m = -\vec{\mu}_I \cdot \vec{H}(0) \quad (\text{A.8})$$

2 Structure hyperfine

2.a Expression de l'hamiltonien d'interaction hyperfine

En rassemblant les termes A.5 et A.8 on obtient une expression de l'énergie totale de l'atome comme la somme de l'énergie coulombienne et de deux termes correcteurs dépendant du moment dipolaire magnétique et du moment quadrupolaire électrique \mathcal{H}_μ et \mathcal{H}_Q :

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_c + \mathcal{H}_\mu + \mathcal{H}_Q = \mathcal{H}_c + \mathcal{H}_{hf}$$

Ces deux termes correcteurs peuvent être traités en perturbation comme nous le justifierons un peu plus loin. Ils constituent l'expression de l'énergie d'interaction hyperfine. Dans cette équation l'énergie de structure fine n'apparaît pas. Elle ne peut sortir naturellement des calculs qu'en tenant compte des effets relativistes, volontairement exclus ici. L'ordre de grandeur de ce terme sera explicité un peu plus loin.

On suppose donc l'hamiltonien décrivant l'interaction hyperfine \mathcal{H}_{hf} . Au premier ordre en théorie des perturbations, l'énergie d'un état propre de \mathcal{H}_c est déplacée d'une quantité égale à la moyenne dans le temps de la valeur propre de \mathcal{H}_{hf} dans cet état.

Partie magnétique L'opérateur moment magnétique s'écrit $\mathbf{M} = g_I \mathbf{I}$ où \mathbf{I} est le moment angulaire total du noyau, et le champ magnétique est proportionnel au moment angulaire angulaire total du cortège, $\mathbf{H} = a\mathbf{J}$. L'hamiltonien représentant la partie magnétique s'écrit donc :

$$\mathcal{H}_\mu = g_I a \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} = A \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} = \frac{1}{2} A (\mathbf{F}^2 - \mathbf{J}^2 - \mathbf{I}^2)$$

avec $\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{J}$ le moment angulaire total de l'atome. Le déplacement de l'énergie d'un état atomique $|\gamma J I F M_F\rangle$ dû à la partie magnétique de l'interaction hyperfine vaut donc :

$$\begin{aligned} \Delta W_m &= \langle \gamma J I F M_F | \overline{\mathcal{H}_\mu} | \gamma J I F M_F \rangle \\ &= \frac{1}{2} A (F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)) \quad (\text{A.9}) \end{aligned}$$

A est la constante de structure hyperfine magnétique, elle contient les grandeurs physiques concernant le noyau et le cortège :

$$A = g_I a \equiv \frac{\mu_I}{I} \frac{\overline{H(0)}}{J} \quad (\text{A.10})$$

où $\overline{H(0)}$ représente le champ magnétique créé au noyau par le mouvement des électrons dans cet état atomique, moyenné dans le temps.

Partie électrique On suppose des distributions de la charge électrique du noyau et du cortège électronique à symétrie axiale. On définit (ξ, η, ζ) le repère attaché au noyau dont l'axe ζ est confondu avec l'axe de symétrie (on l'appelle aussi repère intrinsèque). On définit de la même manière le repère (x, y, z) attaché au cortège dont l'axe z est confondu avec l'axe de symétrie. Ce repère est celui dans lequel est observé l'atome, c'est donc le référentiel du

laboratoire ou référentiel extérieur. En tenant compte de la symétrie axiale, le terme électrique de l'interaction hyperfine se simplifie en :

$$\mathcal{H}_Q = \frac{1}{2}q \left[Q_{xx} \frac{\partial^2 \varphi_e}{\partial x^2}(0) + Q_{yy} \frac{\partial^2 \varphi_e}{\partial y^2}(0) + Q_{zz} \frac{\partial^2 \varphi_e}{\partial z^2}(0) \right] \quad (\text{A.11})$$

Pour la distribution de charge des électrons qui ont fait l'objet de la discussion jusqu'ici, c'est-à-dire en excluant les électrons s , on a une densité nulle en 0 d'où $\nabla^2 \varphi_e = 0$. On peut alors montrer que $\frac{\partial^2 \varphi_e}{\partial z^2}(0) = -2 \frac{\partial^2 \varphi_e}{\partial x^2}(0) = -2 \frac{\partial^2 \varphi_e}{\partial y^2}(0)$ et ainsi réécrire A.11 sous la forme :

$$\mathcal{H}_Q = \frac{\varphi_{zz}(0)}{4} q \int (3z^2 - r^2) \rho_N d\tau$$

où $\varphi_{zz} \equiv \frac{\partial^2 \varphi_e}{\partial z^2}(0)$ et $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$. On reconnaît le moment quadrupolaire $Q = \int (3z^2 - r^2) \rho_N d\tau$ exprimé dans le référentiel intrinsèque. Soit ϑ l'angle que forment les deux axes de symétrie, on écrit alors le moment quadrupolaire en fonction de son expression dans le référentiel du cortège :

$$\int (3z^2 - r^2) \rho_N d\tau = \int (3\zeta^2 - r^2) \rho_N d\tau \left(\frac{3}{2} \cos^2 \vartheta - \frac{1}{2} \right)$$

La quantité :

$$q \int (3\zeta^2 - r^2) \rho_N d\tau = qQ_s$$

est le moment quadrupolaire du noyau vu dans le référentiel du laboratoire ou moment quadrupolaire *spectroscopique*, il constitue la quantité accessible à la mesure.

Pour finir, on écrit le déplacement de l'énergie d'un état atomique $|\gamma J I F M_F\rangle$ dû au terme électrique de l'interaction hyperfine :

$$\Delta W_e = \langle \gamma J I F M_F | \overline{\mathcal{H}_Q} | \gamma J I F M_F \rangle = \frac{B}{4} \left\langle \frac{3}{2} \cos^2(\mathbf{I}, \mathbf{J}) - \frac{1}{2} \right\rangle$$

On peut alors montrer [Kop58] que :

$$\Delta W_e = \frac{B}{4} \frac{\frac{3}{2} C(C+1) - 2I(I+1) J(J+1)}{I(2I-1) J(2J-1)} \quad (\text{A.12})$$

où $C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$ et B est la constante de structure hyperfine électrique. De manière analogue à A , B contient toutes les grandeurs physiques concernant le noyau et le cortège, alors que le second terme de l'équation A.12 est purement géométrique et traduit essentiellement le changement de repère et l'influence de l'orientation relative des moments. On a :

$$B = eQ_s \overline{\varphi_{JJ}(0)} \quad (\text{A.13})$$

où $\overline{\varphi_{JJ}(0)}$ représente la valeur en 0, moyennée dans le temps, du gradient du champ électrique créé par la distribution de charge des électrons de symétrie axiale autour de l'axe J (*i.e.* z).

2.b Ordres de grandeur

Il est intéressant de comparer l'ordre de grandeur de l'énergie d'interaction hyperfine par rapport à l'énergie de structure fine et justifier en particulier le traitement en perturbation. Les termes d'énergie de structure fine apparaissent naturellement lorsqu'on décrit le mouvement des électrons à l'aide de l'équation de Dirac, c'est-à-dire dans le cadre de la relativité restreinte. Une façon de prendre en compte les effets relativistes consiste à ajouter des termes d'énergie supplémentaires à l'énergie coulombienne et à les traiter en perturbation. Dans ce développement apparaît en particulier l'énergie du couplage spin-orbite :

$$\mathcal{H}_{SO} = \frac{1}{2m_e^2 c^2} \frac{1}{r} \frac{dU_c(r)}{dr} \mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$$

où U_c est le potentiel coulombien. Les valeurs propres de \mathbf{L} et \mathbf{S} sont de l'ordre de \hbar , on en déduit l'ordre de grandeur de l'énergie d'interaction spin-orbite [Coh93] :

$$|\Delta W_{SO}| \approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{m_e^2 c^2} \frac{\hbar^2}{r^3} \quad (\text{A.14})$$

ce qui en comparaison avec l'énergie coulombienne donne [Coh93] : $\Delta W_{SO} \approx \alpha^2 U_c = (\frac{1}{137})^2 U_c$, comme $U_c \approx 10$ eV, $\Delta W_{SO} \approx 10^{-3}$ eV. Comparons cette valeur à l'énergie correspondant au terme magnétique de l'interaction hyperfine (équation A.8). Le champ magnétique créé par le mouvement orbital d'un électron est :

$$\vec{B}_L = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q\vec{L}}{m_e r^3}$$

et le moment magnétique :

$$\vec{\mu}_I = g_I \mu_N \frac{\vec{I}}{\hbar} = g_I \frac{q\hbar}{2M_p} \frac{\vec{I}}{\hbar}$$

Le terme magnétique de l'interaction hyperfine peut alors se mettre sous la forme :

$$\mathcal{H}_\mu = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q^2}{M_p m_e r^3} \frac{g_I}{2} \mathbf{L} \cdot \mathbf{I} \quad (\text{A.15})$$

Les valeurs propres de \mathbf{L} et \mathbf{I} sont de l'ordre de \hbar et on considère que $g_I/2$ est de l'ordre de l'unité. On obtient l'ordre de grandeur du terme magnétique de l'interaction hyperfine :

$$|\Delta W_m| \approx \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q^2}{M_p m_e} \frac{\hbar^2}{r^3} \quad (\text{A.16})$$

On vérifie que le rapport de l'expression A.16 sur l'expression A.14 donne bien :

$$\frac{\Delta W_m}{\Delta W_{SO}} \approx \frac{m_e}{M_p} \approx \frac{1}{2000}$$

Le terme magnétique de structure hyperfine est environ 2000 fois plus petit que le terme spin-orbite, c'est-à-dire de l'ordre de 10^{-7} eV. Ce qui justifie *a posteriori* le traitement en perturbation.

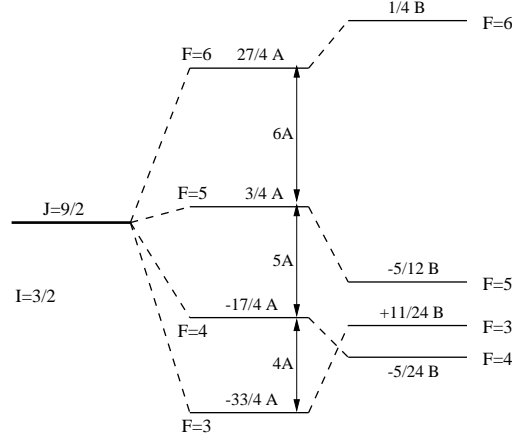


FIG. III.1: Structure du multiplet hyperfin de l'état atomique fondamental de l'isotope 191 de l'iridium ($I = 3/2$).

2.c Structure hyperfine

L'interaction hyperfine lève la dégénérescence d'un niveau de structure fine caractérisé par le moment angulaire total du cortège électronique \mathbf{J} en un groupe de niveaux caractérisés par la valeur du moment angulaire total de l'atome $\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{J}$. Si on appelle ΔW_J l'énergie supplémentaire d'un niveau J due à l'ensemble des termes de structure fine et en réunissant les équations A.9 et A.12, le déplacement total d'un niveau hyperfin est :

$$\Delta W = \Delta W_J + \frac{AC}{2} + \frac{B}{4} \frac{\frac{3}{2}C(C+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{I(2I-1)J(2J-1)} \quad (\text{A.17})$$

avec $C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$.

On rappelle que pour établir la partie électrique on a supposé une distribution axiale de la densité électronique. Cela signifie que ce terme n'a de sens que pour $J > 1/2$, ce qui est cohérent avec le fait que $J = 1/2$ occasionne une division par 0. Il est évident d'autre part, qu'il n'existe pas de structure hyperfine pour une distribution sphérique de la charge nucléaire. Les deux termes hyperfins disparaissent donc pour $I = 0$ et $I = 1/2$.

F peut prendre toutes les valeurs $F = I + J, I + J - 1, \dots, |I - J|$ correspondant à toutes les orientations relatives possibles des deux moments \mathbf{I} et \mathbf{J} . Le nombre de niveaux hyperfins est donc $2I + 1$ si $J \geq I$ et $2J + 1$ si $I \geq J$.

Sur la figure III.1 on donne un exemple de schéma de structure hyperfine. Il s'agit de l'état multiplet fondamental de l'iridium : $5d^7 6s^2 {}^4F_{J=9/2}$. L'isotope stable ^{191}Ir possède un spin $I = 3/2$, le couplage de \mathbf{I} et \mathbf{J} donne donc $2 \times 3/2 + 1 = 4$ valeurs de \mathbf{F} possibles.

Si l'on ne tient compte que de la partie magnétique de la levée de dégénérescence, la différence d'énergie ΔE_F entre deux niveaux F successifs vaut : $\Delta E_F - \Delta E_{F-1} = AF$. Cette variation de l'écart proportionnelle à F est l'analogue de la règle des espacements de Landé valable pour la structure fine. Le centre de gravité de la structure qui est confondu avec le niveau de structure fine reste inchangé lors de la levée de dégénérescence : $\sum_F (2F+1) \Delta E_F = 0$. Par contre lorsque on ajoute le décalage dû au terme électrique, les espacements relatifs n'obéissent plus à une règle simple, même si le centre de gravité reste toujours inchangé. Ceci est particulièrement vrai pour l'exemple choisi, c'est-à-dire lorsque le moment magnétique est assez faible et le

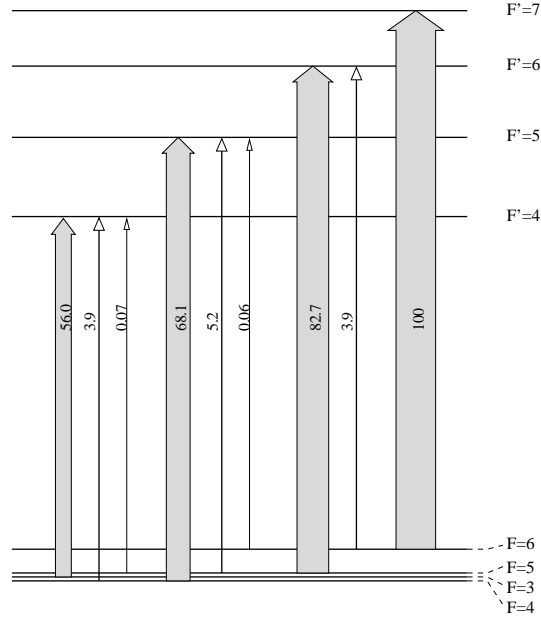


FIG. III.2: Intensités relatives des transitions dipolaires électriques reliant les deux niveaux multiplets $^4F_{9/2}$ et $^6F_{11/2}$ dans ^{191}Ir ($I = 3/2$).

moment quadrupolaire assez grand pour que les constantes A et B soient du même ordre de grandeur. Dans le cas du niveau atomique fondamental de ^{191}Ir la constante magnétique mesurée est $A = 57,52131(7)$ MHz [Büt78] et la constante électrique : $B = 471,2046(6)$ MHz [Büt78]. Ces valeurs conduisent à la structure hyperfine du niveau atomique fondamental représentée sur la figure III.1.

2.d Probabilités de transition entre multiplets

Ce qui est observé pendant l'expérience ce sont les transitions entre les niveaux de deux multiplets hyperfins J et J' . Ce sont des transitions dipolaires électriques : elle obéissent donc aux règles de sélection suivantes :

$$\Delta F = 0, \pm 1 ; F + F' \geq 1 \quad (\text{A.18})$$

$$\Delta M_F = 0, \pm 1 \quad (\text{A.19})$$

La règle A.19 n'est utile que lorsque la dégénérescence d'un niveau F est levée en $2F + 1$ sous-niveaux $M_F = -F, -F + 1 \dots + F$ sous l'effet d'un champ magnétique. La somme des intensités de toutes les transitions $J \rightarrow J'$ issues d'un même niveau hyperfin F du multiplet J est proportionnelle au poids statistique de ce niveau, $2F + 1$. De la même manière, la somme des intensités de toutes les transitions $J \rightarrow J'$ qui aboutissent au même niveau hyperfin F' du multiplet J' est proportionnelle au poids statistique de ce niveau $2F' + 1$. On vérifie aisément ces règles sur la figure III.2 où est représenté le schéma hyperfin des deux multiplets pour la transition choisie dans cette expérience : $9/2 \rightarrow 11/2$. Par exemple le rapport des intensités des deux raies $F = 5 \rightarrow F' = 6$ et $F = 6 \rightarrow F' = 6$ sur celle de la raie $F = 6 \rightarrow F' = 7$ vaut bien : $\frac{2 \times 6 + 1}{2 \times 7 + 1} = \frac{13}{15} = \frac{82.7 + 3.9}{100} = 0,87$.

Nous avons vu plus haut que le nombre de raies est déterminé par la donnée de I , J et J' . On voit ici que l'intensité des raies est complètement déterminée par la donnée de F et F' . Lors de nos expériences, I est généralement connu, et les niveaux J et J' sont choisis; l'intensité des raies peut donc nous permettre d'identifier les transitions. Malheureusement, nous verrons au chapitre suivant (§ D.3) que les conditions expérimentales ne donnent pas des intensités très fiables.

2.e Evaluation des moments à partir des constantes hyperfines A et B

L'équation A.17 montre que le décalage en énergie d'un niveau hyperfin par rapport au niveau de structure fine est linéaire en A et B . Nous verrons au chapitre suivant comment on peut extraire ces constantes de la mesure des énergies des transitions entre les deux multiplets. Les quantités qui nous intéressent sont le moment dipolaire magnétique μ_I et le moment quadropolaire spectroscopique Q_s , examinons plus en détail le moyen de les obtenir à partir des valeurs de A et B .

2.e.i Le moment magnétique L'expression A.10 permet d'exprimer simplement μ_I comme :

$$\mu_I = A \frac{IJ}{H(0)}$$

L'opérateur champ magnétique associé au mouvement orbital d'un électron s'écrit :

$$\mathbf{B}_L = \frac{\mu_0 - q\mathbf{L}}{4\pi m_e r^3}$$

La difficulté réside dans le fait d'estimer la valeur moyenne, dans l'état atomique, du champ magnétique $\overline{H(0)}$ créé à l'origine par le mouvement des électrons de valence. Cette valeur moyenne fait intervenir la quantité $\langle r^{-3} \rangle$ estimée pour tous les électrons de valence dans l'état atomique considéré. C'est cette quantité qu'il faut calculer ou déterminer expérimentalement.

Dans notre cas, la configuration de valence de l'état atomique fondamental est $5d^7 6s^2$: les deux électrons $6s$ appariés ne donnent aucun magnétisme résultant, le seul électron à contribuer à la constante hyperfine A est un électron $5d$. Par contre, pour l'état multiplet excité choisi, la configuration de valence $5d^7 6s 6p$ possède cette fois un électron de valence $6s$ non apparié et un électron $6p_{\frac{1}{2}}$. Sa densité de présence au centre de l'atome est beaucoup plus importante; il interagit donc fortement avec le noyau et apporte une contribue majeure au déplacement hyperfin. Cela est bien vérifié expérimentalement puisqu'on a mesuré pour cet état dans l'isotope 191 : $A' = 281$ MHz à comparer à $A = 57$ MHz pour l'état fondamental. La valeur de $\langle r^{-3} \rangle$ est difficile à calculer, sauf dans les cas des atomes de types alcalins et alcalino-terreux (un et deux électrons ou trous de valence) [Kop58]. Nous avons donc effectué une estimation à partir des valeurs expérimentales de A et μ_I : $\overline{H(0)} = AIJ/\mu_I$. Pour l'état fondamental, nous avons utilisé les valeurs très précises obtenues pour ^{191}Ir $\mu = +0,1507(6)\mu_N$ [Bür84] et $A = 57,52131(7)$ MHz [Büt78]. Et pour l'état excité, notre propre valeur $A' = 281(1)$ MHz. $\overline{H(0)}$ est une quantité atomique, il est donc possible d'utiliser les valeurs ainsi déterminées pour tous les isotopes, à condition de négliger l'anomalie hyperfine.

L'anomalie hyperfine Nous avons introduit la composante magnétique de l'interaction hyperfine au début de cette partie comme étant le résultat de l'interaction du moment dipolaire magnétique du noyau avec le champ magnétique créé par les électrons à l'origine. Les électrons s et $p_{\frac{1}{2}}$ possèdent une probabilité de présence non nulle dans le noyau, aussi contribuent-ils fortement à la partie magnétique de l'interaction hyperfine comme nous l'avons vu un peu plus haut. On peut alors se poser la question de savoir si un traitement en supposant $|\vec{r}_N| \ll |\vec{r}_e|$ comme c'était le cas au début de cette partie est encore valable et sinon, de quelle manière cette approximation nous a induit en erreur. On trouve la réponse, pour les atomes lourds, dans l'anomalie hyperfine [Boh50] : le rapport des facteurs A de deux isotopes ne sont plus en accord avec le rapport de leurs moments magnétiques. Cela revient à dire que l'on ne peut pas utiliser la même valeur de $\overline{H(0)}$ pour extraire le moment dipolaire à partir du facteur A pour tous les isotopes.

A. Bohr et W.F. Weisskopf ont mis en évidence cet effet en écrivant de nouveau l'équation A.7 en tenant compte cette fois d'une taille finie du noyau. Une partie de l'énergie d'interaction provient alors des termes qui apparaissent lorsqu'une partie de la densité électronique est prise à l'intérieur du volume nucléaire. Cette énergie d'interaction supplémentaire est transposée dans un facteur correcteur : on écrit A , la constante de structure hyperfine incluant ces termes supplémentaires en fonction de A_0 , la constante hyperfine pour un noyau ponctuel :

$$A = A_0(1 + \epsilon)$$

ϵ est en fait petit : il varie de $\approx 0,01\%$ pour les atomes légers, à quelques % pour les plus lourds. Supposons alors que l'on cherche à déterminer le moment dipolaire magnétique d'un isotope 2 à partir de la connaissance de la constante hyperfine A_1 et du moment μ_1 de l'isotope 1. On a :

$$\overline{H(0)} = \frac{A_1}{(1 + \epsilon_1)\mu_1} (I_1 J) \quad (\text{A.20})$$

de l'autre côté :

$$\mu_2 = \frac{A_2}{(1 + \epsilon_2)\overline{H(0)}} (I_2 J) \quad (\text{A.21})$$

En reportant A.20 dans A.21, on obtient :

$$\mu_2 = \frac{A_2}{A_1} \frac{1 + \epsilon_1}{1 + \epsilon_2} \frac{I_2}{I_1} \mu_1$$

Comme $\epsilon \ll 1$ on peut écrire :

$$\frac{1 + \epsilon_1}{1 + \epsilon_2} \approx 1 + (\epsilon_1 - \epsilon_2) \equiv 1 + {}^1\Delta^2$$

Cette dernière notation a été introduite dans la référence [Str61]. C'est sous cette forme que les données expérimentales concernant l'anomalie hyperfine sont livrées. S. Büttgenbach *et al.* proposent [Büt78] la valeur ${}^{191}\Delta_{exp}^{193} = -0,023(10)\%$ pour l'état atomique fondamental à partir du rapport $\mu_I({}^{193}\text{Ir})/\mu_I({}^{191}\text{Ir}) = 1,0890(1)$ [Nar68] correspondant à une détermination un peu plus ancienne des moments magnétiques que dans [Bür84] mais néanmoins très précise. L'effet est très faible : cela s'explique par le fait que les électrons $6s$ de la configuration fondamentale

sont appariés et ne peuvent contribuer au magnétisme que de manière indirecte. Par contre dans les configurations comprenant un électron $6s$ célibataire, la valeur du coefficient $^{191}\Delta_s^{193}$ est de l'ordre de 0,6% [Büt78], ce qui est considéré comme important. Il faut s'attendre à une valeur de ce genre pour notre état excité, bien qu'elle ne soit pas explicitement reportée dans la littérature. Quoiqu'il en soit, ces deux valeurs sont bien inférieures à nos incertitudes sur les moments magnétiques (3 à 5%), nous négligerons donc l'anomalie hyperfine.

2.e.ii Le moment quadrupolaire Le moment quadrupolaire spectroscopique est obtenu à partir de l'équation A.13 :

$$qQ_S = \frac{B}{\varphi_{JJ}(0)}$$

En utilisant la formulation A.2 du potentiel créé par la distribution de charge des électrons, on peut exprimer en coordonnées polaires le gradient de champ électrique suivant z :

$$\frac{\partial^2 \varphi_e}{\partial z^2} = \frac{-q}{4\pi\epsilon_0} \int \rho_e \frac{3\cos^2\vartheta - 1}{r^3} d\tau$$

où ϑ désigne l'angle entre le vecteur position et l'axe z . On voit que la valeur moyenne sur l'état atomique $|J M_J = J\rangle$ du gradient de champ $\overline{\varphi_{JJ}(0)}$ fait intervenir la quantité moyennée :

$$\left\langle \frac{3\cos^2\vartheta - 1}{r^3} \right\rangle_{JJ} \quad (\text{A.22})$$

En supposant que les fonctions propres des électrons peuvent s'exprimer comme le produit d'une partie radiale et d'une partie angulaire, A.22 peut se mettre sous la forme d'un produit $\langle 3\cos^2\vartheta - 1 \rangle \cdot \langle r^{-3} \rangle$, où l'on voit apparaître de nouveau la quantité $\langle r^{-3} \rangle$ pour laquelle les difficultés de calcul ont déjà été évoquées plus haut. Il existe des méthodes dans le cas des atomes à un et deux électrons de valence [Kop58], mais pour un élément proche du milieu de la couche $5d$ comme l'iridium, la situation est plus compliquée.

De manière tout à fait analogue au cas du moment magnétique, on a donc estimé pour l'isotope ^{191}Ir $\overline{\varphi_{JJ}(0)} = B/Q_S$ en utilisant les valeurs expérimentales de $B = 471,2046(6)$ MHz [Büt78] (état fondamental), $B' = -870(36)$ MHz (état excité) et $Q_s = 0,816(9)b$ [Tan84]. Mais il est important de noter que l'on ne peut extraire le moment quadrupolaire spectroscopique de B par l'intermédiaire de cette méthode sans prendre quelques précautions vis-à-vis de l'effet de Sternheimer [Ste66, Ste67].

L'effet de Sternheimer Le moment quadrupolaire du noyau (vu dans le référentiel du cortège) provoque une modification de la distribution de charge des électrons qui se traduit par l'apparition d'un *moment quadrupolaire induit* dans les couches électroniques. L'interaction hyperfine électrique contient donc également une contribution de l'interaction des électrons de valence avec ce moment induit. Schématiquement les électrons internes tendent à se déplacer vers les zones où le potentiel dû au moment quadrupolaire nucléaire est positif. Ils tendent alors à occulter l'influence du moment, et produisent un effet d'*écranage*. Les électrons les plus externes, subissent bien entendu le même effet, ce qui, créant une redistribution de la charge en périphérie du cortège conduit à une sorte de vacance de charge dans sa partie intérieure, et se traduit par un effet d'*anti-écranage*.

Afin de tenir compte de cet effet, on écrit B de la manière suivante [Ste67] :

$$B = B_0(1 - R)$$

où B_0 désigne la valeur que prendrait B s'il n'y avait pas d'effet induit dans le cortège. Les valeurs calculées s'échelonnent généralement entre $-0,3$ et $+0,3$, les $R > 0$ correspondant à l'écrantage. B_0 est donc la constante magnétique de structure hyperfine qui ne tient compte que de l'interaction entre les électrons de valence et le moment quadripolaire du noyau, elle constitue la valeur dite *corrigée*. C'est à partir de cette valeur qu'il faut extraire Q_s . On présente en général la correction de l'effet de Sternheimer sous la forme d'un coefficient C à appliquer à la valeur de B mesurée :

$$qQ_s = \frac{B_0}{\varphi_{JJ}(0)} = \frac{1}{1-R} \frac{B}{\varphi_{JJ}(0)} = C \frac{B}{\varphi_{JJ}(0)}$$

Une telle valeur de Q_s est elle aussi appelée *corrigée* de l'effet de Sternheimer.

Cet effet, bien qu'il n'ait pas été calculé avec précision pour l'iridium, est attendu avec une valeur importante. Un coefficient d'anti-écrantage de l'orbitale $5d$ de $R_{5d} \approx -0,4$ a en effet été mis en évidence expérimentalement dans ^{139}La , ^{175}Lu et ^{201}Hg [Mur58] puis confirmé par le calcul [Ste67]. Tanaka *et al.* ont ensuite montré que $R_{5d} = -0,35(28)$ à partir de comparaisons entre des mesures de Q_s obtenues de la structure hyperfine pour l'atome normal et pour l'atome muonique [Tan83]. Ces auteurs ont également montré que dans la région allant de l'euprimum à l'iridium, l'effet de Sternheimer ne varie pas entre les différents isotopes du même élément. Utiliser leur valeur corrigée très précise du moment quadripolaire de ^{191}Ir , $Q_s = 0,816(9)\text{b}$ [Tan84], pour déterminer un $\overline{\varphi_{JJ}(0)}$ et l'utiliser pour toute la chaîne isotopique est une bonne façon de tenir compte de cet effet.

B Le déplacement isotopique

1 Origines du déplacement isotopique : exemple du système hydrogénoïde

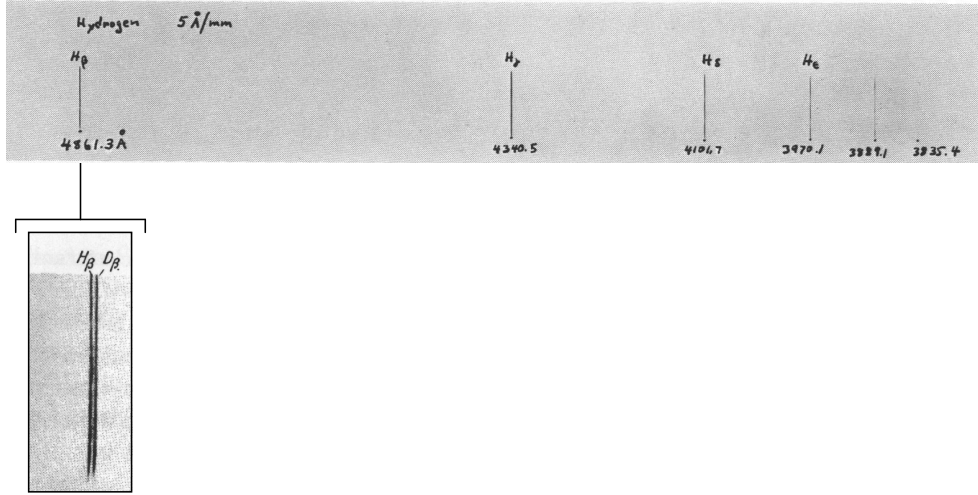


FIG. III.3: Mise en évidence expérimentale du déplacement isotopique de masse sur la seconde raie de la série de Balmer (visible). Sources : spectre de l'hydrogène [Wic67], déplacement isotopique de la raie [Kop58]

Les niveaux d'énergie atomique sont déplacés entre deux isotopes. On peut expliquer de manière simple l'origine physique du déplacement isotopique en s'appuyant sur l'exemple de l'hydrogène ou d'un hydrogénoïde. Il sera toujours temps dans la suite de ce chapitre d'étendre ces remarques aux atomes plus complexes comme l'iridium.

On observe en effet un décalage de la fréquence de la seconde raie de la série de Balmer H_β entre l'hydrogène et le deutérium. La différence entre les deux raies $H_\beta - D_\beta$ de 5600 cm^{-1} est bien mise en évidence sur un spectre réalisé avec un spectrographe à prismes (voir figure III.3). La raie de l'isotope lourd est décalée vers les fréquences élevées. Ce phénomène s'interprète facilement dans le cadre du modèle de l'atome de Bohr. L'énergie d'un niveau n s'écrit :

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{\mu e^4}{2\hbar^2}$$

où μ représente la masse réduite du système noyau+électron et $e^2 = q^2/4\pi\epsilon_0$. Soit m_e la masse de l'électron et M_N la masse du noyau, l'énergie du niveau n est :

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \cdot \frac{M_N}{m_e + M_N}$$

Etant donné que $m_e \ll M_N$, on peut la mettre sous la forme :

$$E_n \approx -\frac{1}{n^2} \frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \left(1 - \frac{m_e}{M_N}\right) \equiv \frac{E_{I\infty}}{n^2} \left(1 - \frac{m_e}{M_N}\right) = E_{n\infty} \left(1 - \frac{m_e}{M_N}\right) \quad (\text{B.23})$$

où $E_{I\infty}$ est l'énergie d'ionisation de l'hydrogène pour une masse du proton infinie : $E_{I\infty} \approx 13,6 \text{ eV}$. $E_{n\infty}$ représente l'énergie du niveau n de l'atome pour lequel la masse du noyau tend vers

l'infini. La masse de l'hydrogène est de $M_H = m_p$ et celle du deutérium $M_D \approx 2m_p$. On voit alors que d'un isotope à l'autre, les niveaux d'énergie sont déplacés d'une quantité : $E_{I\infty}/n^2 \cdot \frac{m_e}{2m_p}$. La fréquence de la transition subit donc un décalage de :

$$h\nu_D - h\nu_H \approx E_{n\infty} \left(\frac{m_e}{M_H} - \frac{m_e}{M_D} \right) = E_{n\infty} \frac{m_e}{m_p} \left(1 - \frac{1}{2} \right) \quad (\text{B.24})$$

La raie dans l'isotope de masse lourde est bien déplacée vers le bleu. On voit dans l'équation B.23 que ce déplacement provient du fait de tenir compte d'une masse finie pour le noyau : plus M_N est grand, moins l'énergie d'un niveau est déplacée par rapport à sa limite $E_{n\infty}$, lorsque $M_N \rightarrow \infty$ ce déplacement disparaît : c'est le *déplacement isotopique de masse*. Il est important surtout pour les masses faibles, si on généralise l'équation B.24 pour deux isotopes de nombre de masse A_1 et A_2 on obtient :

$$h\delta\nu \approx \frac{m_e}{m_p} \frac{A_2 - A_1}{A_1 A_2} h\nu \quad (\text{B.25})$$

On voit que cet effet diminue avec la masse comme $1/A^2$. Il est de l'ordre de grandeur de la levée de dégénérescence hyperfine vers $A=20$ et n'est plus très significatif au delà de $A=140$ [Kop58]. La fréquence augmente lorsque la masse augmente : de manière conventionnelle on dit qu'il s'agit d'un déplacement *positif*.

Outre cet effet lié à la masse finie du noyau, il existe un effet lié à son extension spatiale finie. Nous avons déjà été amené plus haut à reconsidérer l'approximation d'un noyau de taille ponctuelle afin d'expliquer l'anomalie hyperfine. Cette approximation tient en effet difficilement dans le cas des électrons des orbitales s et $p_{\frac{1}{2}}$ dont la densité est non nulle autour de l'origine. Nous avons vu cet effet sous l'angle du magnétisme : la distribution du champ magnétique créé par la charge à l'intérieur du volume nucléaire en modifiant l'énergie des électrons s et $p_{\frac{1}{2}}$ influe sur la valeur de la constante hyperfine A . Du point de vue électrostatique, le potentiel à l'intérieur du volume nucléaire n'est plus un potentiel coulombien. Ceci se traduit dans l'énergie des électrons s et dans une moindre mesure $p_{\frac{1}{2}}$. Lorsqu'on ajoute des neutrons au noyau, la densité de charge nucléaire diminue et l'électron est moins lié. Ce déplacement est appelé *déplacement isotopique de volume*. Sans se commettre pour l'instant avec un quelconque modèle de l'atome, on peut essayer de comprendre qualitativement les mécanismes principaux de ce phénomène. Néanmoins, pour rester simple on s'appuie de nouveau sur un exemple à un seul électron (c'est-à-dire le cas d'un hydrogénoïde).

On se représente un noyau par une sphère de rayon r_N dans laquelle la charge Zq est répartie uniformément. Le potentiel créé par le noyau est :

$$V(r) = \begin{cases} \frac{-Ze^2}{r} & \text{pour } r \geq r_N \\ \frac{Ze^2}{2r_N} \left[\left(\frac{r}{r_N} \right)^2 - 3 \right] & \text{pour } r \leq r_N \end{cases} \quad (\text{B.26})$$

où $e^2 = q^2/4\pi\epsilon_0$. L'allure de ce potentiel est représentée sur la figure III.4. On appelle $W(r)$ l'écart au potentiel coulombien à l'intérieur du noyau. On considère que l'existence de cet écart sur le volume nucléaire se traduit pour l'électron par un terme d'énergie supplémentaire par rapport à l'énergie coulombienne. Le rayon nucléaire étant toujours très petit face aux dimensions atomiques, c'est-à-dire $r_N \ll a_0$ (a_0 rayon de Bohr), on peut traiter ce terme

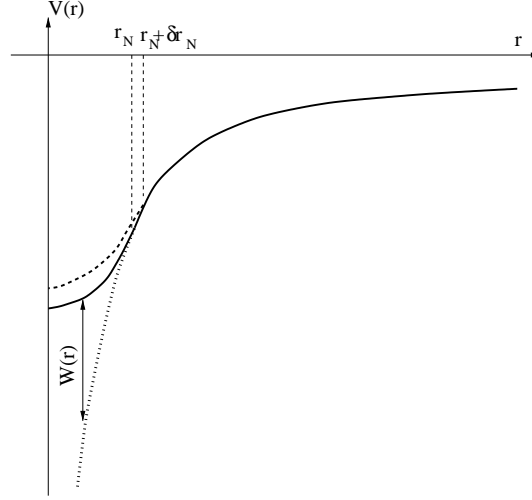


FIG. III.4: Allure du potentiel électrostatique décrit par l'équation B.26

comme une perturbation. Si $|\psi_{n,l,m}\rangle$ sont les états stationnaires de l'atome hydrogénoïde non perturbé, cela nécessite d'estimer les éléments de matrice :

$$\langle \psi_{n,l,m} | W | \psi_{n,l',m'} \rangle = \int d\Omega Y_l^{m*}(\Omega) Y_{l'}^{m'}(\Omega) \times \int_0^\infty r^2 dr R_{n,l}^*(r) R_{n,l'}(r) W(r)$$

où $R_{n,l}(r)$ sont les fonctions radiales et $Y_l^m(\Omega)$ les harmoniques sphériques. L'intégrale angulaire donne $\delta_{ll'}\delta_{mm'}$. Puisque $r_N \ll a_0$, on peut considérer que $W(r)$ est non nul pour une région $r \leq r_N$ très petite comparée aux domaines de variation de $R_{n,l}(r)$: pour $r \leq r_N$, on a alors $R_{n,l}(r) \approx R_{n,l}(0)$. La partie radiale de l'intégration devient :

$$I_{rad} = \frac{Ze^2}{2r_N} |R_{n,l}(0)|^2 \int_0^{r_N} r^2 dr \left[\left(\frac{r}{r_N} \right)^2 + \frac{2r_N}{r} - 3 \right]$$

d'où

$$\langle \psi_{n,l,m} | W | \psi_{n,l',m'} \rangle = \frac{Ze^2}{10} r_N^2 |R_{n,l}(0)|^2 \delta_{ll'} \delta_{mm'}$$

On obtient ainsi la correction à l'énergie au premier ordre, associée à l'état $|\psi_{n,l,m}\rangle$. C'est-à-dire que l'on a traduit explicitement l'effet, sur un niveau d'énergie atomique, produit par la présence de l'électron à l'intérieur du noyau :

$$\Delta E_{n,l} = \frac{Ze^2}{10} r_N^2 |R_{n,l}(0)|^2$$

Comme $R_{n,l}(0)$ est nul sauf pour $l = 0$, on peut écrire, en utilisant $Y_0^0 = 1/\sqrt{4\pi}$:

$$\Delta E_{ns} = \frac{2\pi Ze^2}{5} r_N^2 |\psi_{ns}(0)|^2$$

où $|\psi_{ns}(0)|^2$ est la probabilité de présence de l'électron ns à l'origine. Cette forme simple nous permet de mettre en évidence un point essentiel : cette correction s'écrit comme le produit

d'une quantité contenant les grandeurs concernant le noyau par une quantité contenant les grandeurs concernant l'électron.

On suppose maintenant que l'on modifie légèrement le rayon du noyau de r_N à $r_N + \delta r_N$. Le potentiel à l'intérieur du noyau est modifié et prend l'allure de la courbe tireté sur la figure III.4. La correction à l'énergie de l'électron s est également modifiée :

$$\Delta' E_{ns} = \frac{2\pi Z e^2}{5} (r_N + \delta r_N)^2 |\psi_{ns}(0)|^2$$

De r_N à $r_N + \delta r_N$, l'énergie du niveau est globalement modifiée, au premier ordre, de :

$$\delta E_{ns} = \frac{2\pi Z e^2}{5} 2r_N \delta r_N |\psi_{ns}(0)|^2$$

où apparaît enfin la variation du rayon nucléaire. Supposons alors une transition entre deux états atomiques impliquant un électron s . La variation de la fréquence liée à la différence de rayon nucléaire entre deux isotopes a la forme suivante :

$$h\delta\nu = \frac{2\pi Z e^2}{5} 2r_N \delta r_N \Delta |\psi_{ns}(0)|^2$$

où $\Delta |\psi_{ns}(0)|^2$ est la variation de la probabilité de présence de l'électron ns à l'origine au cours de la transition. L'enjeu de cette articulation, sous la forme d'un produit, entre la contribution du noyau et la contribution du cortège à la variation de l'énergie électronique est important. C'est grâce à cette caractéristique que l'on peut obtenir d'une mesure des variations de fréquence des transitions atomiques, une quantité contenant l'information sur la variation du volume du noyau indépendamment d'un modèle nucléaire*. Cette quantité, une fois obtenue à partir de la connaissance du cortège, peut ensuite être traitée au travers de modèles nucléaires.

2 Déplacement isotopique dans les atomes lourds à plusieurs électrons de valence

Le déplacement isotopique relève en gros des mêmes mécanismes lorsque l'on considère non plus l'hydrogène ou un hydrogénoïde mais des atomes plus complexes à plusieurs électrons de valence. Néanmoins, dans ce cas, sa description correcte nécessite des méthodes beaucoup plus raffinées. Je me contenterai dans cette partie de présenter la mise en forme des données expérimentales qui permet d'en extraire la grandeur d'intérêt contenant l'information sur le noyau : le paramètre nucléaire λ .

2.a Déplacement de masse

On a vu l'origine du déplacement isotopique de masse dans le cas d'un système à un seul électron. Généralisons au cas à Z électrons : soit l'énergie cinétique totale du cortège électronique :

$$E_{c_e} = \sum_{i=1}^Z \frac{\mathbf{P}_i^2}{2m_e}$$

* Notons néanmoins que l'on s'est placé dans l'hypothèse d'une distribution de charge uniformément répartie dans le volume nucléaire.

et l'énergie cinétique du noyau :

$$E_{c_N} = \frac{\mathbf{P}_N^2}{2M_N}$$

La quantité de mouvement totale de l'atome dans le système du centre de masse est nulle :

$$\mathbf{P}_N + \sum_{i=1}^Z \mathbf{P}_i = \mathbf{0}$$

On peut donc écrire l'énergie cinétique du noyau comme :

$$E_{c_N} = \frac{1}{2M_N} \left(\sum_{i=1}^Z \mathbf{P}_i \right)^2 = \frac{1}{M_N} \left(\sum_{i=1}^Z \frac{\mathbf{P}_i^2}{2} + \sum_{i \neq k} \frac{\mathbf{P}_i \cdot \mathbf{P}_k}{2} \right)$$

où l'on reconnaît l'énergie cinétique des électrons : $\sum_{i=1}^Z \frac{\mathbf{P}_i^2}{2} = m_e E_{c_e}$. L'énergie cinétique totale s'écrit donc :

$$E_{c_{tot}} = E_{c_e} + \frac{m_e}{M_N} E_{c_e} + \frac{m_e}{M_N} \sum_{i \neq k} \frac{\mathbf{P}_i \cdot \mathbf{P}_k}{2m_e}$$

On retrouve simplement le fait que l'énergie cinétique du noyau est de l'ordre de grandeur de m_e/M_N fois l'énergie cinétique des électrons. On retrouve également le fait que lorsque $M_N \rightarrow \infty$, l'énergie totale du système est égale à celle des électrons. Autrement dit, tenir compte d'une masse finie du noyau représente une petite modification à l'énergie cinétique qu'aurait le système pour une masse du noyau infinie. On peut traiter cette contribution de la masse du noyau à l'énergie totale du système en perturbation : $E = E_{n_\infty} + \Delta E$ avec :

$$\Delta E = \Delta E_{norm} + \Delta E_{spec} = \frac{m_e}{M_N} \left(\sum_{i=1}^Z \frac{\mathbf{P}_i^2}{2m_e} \right) + \frac{m_e}{M_N} \left(\sum_{i \neq k} \frac{\mathbf{P}_i \cdot \mathbf{P}_k}{2m_e} \right) \quad (\text{B.27})$$

Le premier terme est appelé *effet normal de masse* et le second *effet spécifique de masse*. En appliquant le théorème du viriel on a :

$$E_{n_\infty} = -\langle E_{c_e} \rangle$$

d'où :

$$\Delta E_{norm} = -\frac{m_e}{M_N} E_{n_\infty}$$

et on retrouve l'expression de l'énergie totale pour le système à un électron (équation B.23). En plus de ce déplacement purement lié au mouvement du noyau par rapport au centre de masse du système, l'effet spécifique de masse représente l'influence du mouvement des électrons les uns par rapport aux autres. Le fait qu'ils soient animés de mouvements dirigés dans des directions opposées ou dans la même direction «oblige» le noyau à un mouvement supplémentaire pour conserver la position du centre de gravité immobile. Nous avons vu que l'effet normal de masse est positif, l'effet spécifique de masse peut avoir n'importe quel signe suivant la nature des mouvements relatifs des électrons les uns par rapport aux autres. L'équation B.27 montre que pour calculer ΔE_{spec} il est nécessaire de moyenner un opérateur symétrique à deux électrons dans l'état atomique concerné. Il existe différentes méthodes permettant de le calculer [Tor85] : des calculs du type Hartree-Fock non relativistes [Bau70], de type

Hartree-Fock multiconfigurationnel (MCHF) [Lab73, Fro83] ou de type calcul à N corps pour les atomes légers [Mår82, Hör83]. Notons simplement qu'il est souvent difficile d'obtenir un bon accord entre les résultats de ces calculs et les résultats expérimentaux. Lorsque le déplacement isotopique spécifique de masse a été déterminé d'une façon ou d'une autre pour une transition, il est souvent utile de l'utiliser pour une autre transition au travers de la méthode du King-Plot [Kin73, LeB99].

Nous avons, quant à nous, suivi les prescriptions de K. Heilig et A. Steudel [Hei74]. Le déplacement isotopique de masse de la transition i entre les isotopes de nombre de masse A_1 et A_2 est écrit comme globalement proportionnel à $(A_2 - A_1)/(A_1 A_2)$ (comme nous l'avons déjà fait dans l'équation B.25) :

$$\Delta\nu_{masse_i}^{A_1 A_2} = C_{masse_i} \frac{A_2 - A_1}{A_1 A_2} \quad (\text{B.28})$$

avec $A_2 > A_1$. Le coefficient de proportionnalité dépend, d'après tout ce que nous venons de dire, de la transition. Il contient la contribution des deux effets : normal et spécifique, il s'écrit donc habituellement comme :

$$C_{masse_i} = C_{norm_i} + C_{spec_i}$$

Le coefficient de déplacement normal de masse s'écrit simplement d'après l'équation B.25 :

$$C_{norm_i} = \frac{m_e}{m_p} \nu_i = \frac{1}{1836,1} \nu_i$$

D'après leur compilation systématique des mesures de déplacement isotopique, Heilig et Steudel proposent de considérer la contribution de l'effet spécifique C_{spec_i} comme une fraction de la partie normale $C_{spec_i} = \alpha C_{norm_i}$, avec dans le cas qui nous concerne ici d'une transition $ns^2 \rightarrow nsn p$:

$$\Delta\nu_{spec_i}^{A_1 A_2} = (0 \pm 0,5) \nu_{norm_i}^{A_1 A_2}$$

estimation que nous avons utilisée.

2.b Déplacement de volume

Plus haut, nous avons montré que le déplacement isotopique de volume s'exprime sous la forme du produit d'une quantité contenant les grandeurs liées au cortège par une quantité contenant les grandeurs liées au noyau. On écrit donc :

$$\Delta\nu_{vol_i}^{A_1 A_2} = F_i \lambda^{A_1 A_2} \quad (\text{B.29})$$

Le facteur atomique F_i pour la transition i est défini par [Tor85] :

$$F_i = \frac{2\pi}{3} \frac{Ze^2}{h} \Delta|\psi(0)|^2 \quad (\text{B.30})$$

où

$$\Delta|\psi(0)|^2 = |\psi(0)|_{finale}^2 - |\psi(0)|_{initiale}^2$$

est la variation de la densité de présence des électrons à l'origine entre les configurations atomiques de départ et d'arrivée pour la transition i . Pour les atomes à plusieurs électrons de valence, étant donné leur influence mutuelle, la configuration atomique ne comporte pas d'état

ns pur comme cela se trouve dans les alcalins et les alcalino-terreux. La variation de probabilité de présence des électrons dans le noyau ne peut plus être simplement : $\Delta|\psi_{ns}|^2 = |\psi_{ns}|^2 - 0$ comme on aurait pu l'imaginer. Les électrons $5d$ en particulier ont tendance à écranter les électrons $6s$, et l'image d'un atome à un ou deux électrons de valence est très inadaptée pour l'iridium. Il faut alors avoir recours aux calculs Dirac-Fock multiconfigurationnels (MCDf) [Gra80, Tor85] utilisant l'équation de Dirac et prenant en compte les mélanges de configurations électroniques. La variation de probabilité de présence des électrons des configurations impliquées dans la transition utilisée pour cette expérience $5d^7 6s^2 {}^4F_{9/2} \rightarrow 5d^7 6s 6p {}^6F_{11/2}$ (342 nm) a été calculée par K. Rashid et B. Fricke [Fri00] dans le cadre du formalisme MCDf :

$$4\pi\Delta|\psi(0)|^2 = 1026,24 a_0^{-3}$$

En utilisant $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$, l'expression de F_i se met sous la forme :

$$F_i = \frac{1}{3} c \alpha Z \Delta|\psi(0)|^2$$

puis, en utilisant l'expression du rayon de Bohr : $a_0 = \frac{\hbar}{m_e c \alpha}$, et la valeur de la longueur d'onde de Compton de l'électron : $\lambda_c = \frac{\hbar}{m_e c} \approx 2,426.10^{-2} \text{ \AA}$, on obtient :

$$F_i = \frac{2\pi^2}{3} c \frac{\alpha^4}{\lambda_c^3} Z 4\pi a_0^3 \Delta|\psi(0)|^2$$

d'où

$$F_i = 3,916.10^{-4} Z 4\pi a_0^3 \Delta|\psi(0)|^2 \text{ GHz.fm}^{-2}$$

ce qui conduit à une valeur du facteur F_{342} (pour la transition à 342 nm) de :

$$F_{342} = -30,94 \text{ GHz.fm}^{-2}$$

En rassemblant les équations B.28 et B.29 on voit qu'il est alors possible d'extraire le paramètre nucléaire λ à partir du déplacement isotopique mesuré $\Delta\nu_{tot_i}^{A_1 A_2}$:

$$\lambda^{A_1 A_2} = \frac{1}{F_i} \left(\Delta\nu_{tot_i}^{A_1 A_2} - \Delta\nu_{masse_i}^{A_1 A_2} \right)$$

3 Extraction de la variation de rayon carré moyen de charge

Le paramètre nucléaire $\lambda^{A_1 A_2}$ ainsi obtenu contient tout ce qui concerne la différence de distribution de charge nucléaire entre les deux isotopes A_1 et A_2 . Pour extraire cette quantité de la donnée expérimentale du déplacement isotopique, nous n'avons fait appel à aucun modèle du noyau. Mais il est évident que l'on ne peut en extraire une quantité qui puisse s'interpréter dans le cadre d'une image ou d'un modèle quelconque du noyau, qu'au travers d'un procédé propre à cette image ou à ce modèle. Formulé plus clairement, on ne peut extraire de λ une variation de rayon carré moyen de charge $\delta\langle r^2 \rangle$ et une variation du paramètre de déformation quadrupolaire au carré $\delta\beta_2^2$ que dans le cadre d'un modèle où ces deux grandeurs sont définies, c'est-à-dire un modèle où l'on considère le noyau comme une distribution uniforme de charge à symétrie axiale. Il est important de souligner ce point autour duquel règne

souvent une certaine ambiguïté.

Supposons donc une distribution de charge nucléaire uniforme et ajoutons l'hypothèse d'une déformation purement quadrupolaire. Soit $\rho_N(r, \vartheta)$ la distribution de la charge nucléaire, les moments d'ordre $2n$, où n est un entier, de la distribution s'écrivent :

$$\langle r^{2n} \rangle = \frac{\int \rho_N r^{2n} d\tau}{\int \rho_N d\tau}$$

pour une variation de la distribution de charge $\delta\rho_N$ on a :

$$\delta\langle r^{2n} \rangle = \frac{\int \delta\rho_N r^{2n} d\tau}{\int \rho_N d\tau} \quad (\text{B.31})$$

La charge nucléaire est supposée constante à l'intérieur de la forme définie par :

$$r_1(\vartheta) = R_1 [1 + \beta_2 Y_{20}(\vartheta)] \quad (\text{B.32})$$

où R_1 est choisi de façon à maintenir le volume de cette forme égal à celui d'une sphère de rayon R :

$$R_1 = R \left(1 + \frac{1}{4\pi} \beta_2^2 \right)^{-1}$$

En intégrant B.31 sur le domaine défini par B.32 on obtient :

$$\delta\langle r^{2n} \rangle = \frac{3}{2n+3} \delta(R^{2n}) + \frac{3n}{4\pi} R^{2n} \delta(\beta_2^2)$$

On a ainsi mis en évidence une contribution provenant de la partie sphérique de la distribution et une contribution provenant de la partie de la distribution qui s'écarte de la sphéricité :

$$\delta\langle r^{2n} \rangle = \delta\langle r^{2n} \rangle_{sph} + \delta\langle r^{2n} \rangle_{def}$$

On choisit d'exprimer la variation de moment à n'importe quel ordre $2n$: $\delta\langle r^{2n} \rangle$ en fonction des variation à l'ordre 2 : $\delta\langle r^2 \rangle_{sph}$ et $\delta\langle r^2 \rangle_{def}$ et on écrit [Ahm88] :

$$\delta\langle r^{2n} \rangle = \frac{5n}{2n+3} R^{2n-2} \delta\langle r^2 \rangle_{sph} + \frac{3n}{4\pi} R^{2n} \delta(\beta_2^2) \quad (\text{B.33})$$

Le problème devient celui de traiter une seule donnée expérimentale : λ , pour obtenir deux types d'information : $\delta\langle r^2 \rangle$ et $\delta(\beta_2^2)$. Il est alors nécessaire de connaître l'interaction de chaque moment de la distribution de charge nucléaire avec le champ électrique des électrons. Pour ce faire on exprime l'équation B.29 sous une forme différente, en développant l'interaction électrostatique explicitement suivant les ordres successifs des moments de charge nucléaire [Sel69] :

$$\begin{aligned} \delta\nu_{vol_i} = F_i \lambda &= C_1 \delta\langle r^2 \rangle + C_2 \delta\langle r^4 \rangle + C_3 \delta\langle r^6 \rangle + \dots \\ &= C_1 \left(\delta\langle r^2 \rangle + \frac{C_2}{C_1} \delta\langle r^4 \rangle + \frac{C_3}{C_1} \delta\langle r^6 \rangle + \dots \right) \end{aligned}$$

L'approximation consiste à considérer que :

$$\lambda \approx \delta \langle r^2 \rangle + \frac{C_2}{C_1} \delta \langle r^4 \rangle + \frac{C_3}{C_1} \delta \langle r^6 \rangle + \dots \quad (\text{B.34})$$

En injectant le développement B.34 à l'ordre trois dans l'équation B.33, et en remplaçant R^2 par $\frac{5}{3} \langle r^2 \rangle_{sph}$ dans cette dernière, on obtient :

$$\lambda = (1+x) \delta \langle r^2 \rangle_{sph} + (1+y) \frac{5}{4\pi} \langle r^2 \rangle_{sph} \delta \beta_2^2 \quad (\text{B.35})$$

avec

$$x = \frac{C_2}{C_1} \frac{10}{7} R^2 + \frac{C_3}{C_1} \frac{5}{3} R^4 \quad (\text{B.36})$$

$$y = \frac{C_2}{C_1} 2 R^2 + \frac{C_3}{C_1} 3 R^4 \quad (\text{B.37})$$

D'après l'équation B.33 on a :

$$\delta \langle r^2 \rangle = \delta \langle r^2 \rangle_{sph} + \frac{5}{4\pi} \langle r^2 \rangle_{sph} \delta (\beta_2^2) \quad (\text{B.38})$$

Les deux équations B.38 et B.35 permettent de résoudre le problème des deux paramètres et d'exprimer $\delta \langle r^2 \rangle^{A_1 A_2}$ et $\delta (\beta_2^2)^{A_1 A_2}$ entre un isotope de masse A_2 et un isotope de référence de masse A_1 , en fonction de $\lambda^{A_1 A_2}$:

$$\begin{aligned} \delta \langle r^2 \rangle^{A_1 A_2} &= \frac{1}{1+y} \left[\lambda^{A_1 A_2} - (x-y) \left(\langle r^2 \rangle_{sph}^{A_2} - \langle r^2 \rangle_{sph}^{A_1} \right) \right] \\ \delta (\beta_2^2)^{A_1 A_2} &= \frac{4\pi}{5} \frac{\delta \langle r^2 \rangle^{A_1 A_2} - \left(\langle r^2 \rangle_{sph}^{A_2} - \langle r^2 \rangle_{sph}^{A_1} \right)}{\frac{1}{2} \left(\langle r^2 \rangle_{sph}^{A_2} + \langle r^2 \rangle_{sph}^{A_1} \right)} \end{aligned}$$

Mais on voit que la séparation d'une contribution du rayon sphérique et d'une contribution de la déformation est nécessairement calculée : tant pour la partie électronique au travers des coefficients C_n que pour la partie nucléaire au travers de $\langle r^2 \rangle_{sph}$. Dans les expressions de x et y (équations B.36 et B.37), on utilise pour R :

$$R = r_0 \left(\frac{A_1 + A_2}{2} \right)^{\frac{1}{3}}$$

avec $r_0 = 1,2$ fm et les coefficients C_i qui ont été calculés par E. C. Seltzer pour $Z = 77$ [Sel69] :

$$\frac{C_2}{C_1} = -1,04.10^{-3} \text{ fm}^{-2} \quad \frac{C_3}{C_1} = +2,80.10^{-6} \text{ fm}^{-4}$$

Plus récemment G. Torbohm *et al.* [Tor85] ont recalculé ces coefficients par la méthode MCDF pour les éléments des groupes IIa et IIb (atomes du type alcalino-terreux). Une interpolation de ces calculs permet d'obtenir approximativement :

$$\frac{C_2}{C_1} = -1,12.10^{-3} \text{ fm}^{-2} \quad \frac{C_3}{C_1} = +3,45.10^{-6} \text{ fm}^{-4}$$

La différence introduite dans le résultat final par rapport aux valeurs précédentes est très faible et négligeable devant les barres d'erreur. Enfin les rayons carrés moyens de charge de distribution sphérique sont calculés dans le cadre du modèle de la gouttelette [Mye69] en utilisant le jeu de paramètres de W.D. Myers et K.-H. Schmidt [Mye83].

Chapitre IV

Le principe de mesure

A Schéma général

1 La spécificité de COMPLIS

Le système expérimental COMPLIS installé auprès du séparateur en masse ISOLDE au CERN est basé sur le principe de spectroscopie par ionisation résonnante [Bal80, Hur79]. Sur la figure IV.1 est représenté l'état de l'art en matière d'études de chaînes isotopiques par spectroscopie laser. Les techniques de spectroscopie laser sur faisceau que sont la spectroscopie colinéaire [Kau76] et la spectroscopie par ionisation résonnante reposent sur la disponibilité à la sortie d'un séparateur de faisceaux d'ions radioactifs d'intensité supérieure à 10^4 ions/s dans le meilleur des cas (voir par exemple [Ahm83]) mais plus généralement de l'ordre de 10^6 à 10^9 ions/s.

Il est très instructif d'effectuer une comparaison entre cette figure et un tracé systématique des températures des points de fusion et des points d'ébullition. Le qualificatif de réfractaire est à l'origine réservé à certains matériaux comme les céramiques présentant des propriétés marquées de «résistance» à la chaleur. La plus importante de ces propriétés consiste pour un solide à posséder un point de fusion supérieur à une certaine limite. Cette limite de l'ordre de 1800°C est arbitraire et liée essentiellement aux limitations techniques du moment [Tra97]. Mais d'autres propriétés entrent également en ligne de compte dans la définition du caractère réfractaire d'un matériau comme la basse tension de vapeur, la faible vitesse d'évaporation, la faible conductivité thermique, etc. Ainsi nous utilisons le terme de réfractaire par extension et pour désigner l'ensemble des éléments difficiles à extraire d'une cible par des processus physiques comme le chauffage. Sur la figure IV.1, on reconnaît d'une part deux zones d'éléments fortement réfractaires constituées par les éléments allant du zirconium au palladium $_{40}\text{Zr}$ - $_{46}\text{Pd}$ et de l'hafnium au platine $_{72}\text{Hf}$ - $_{78}\text{Pt}$. On remarque également quelques zones moins marquées comme par exemple les alentours du titane $_{22}\text{Ti}$ ou du praséodyme $_{59}\text{Pr}$. D'autre part on note les régions correspondant aux points d'ébullition les plus bas : autour des gaz rares Ne, Ar, Kr et Xe mais aussi par exemple les éléments Zn, Cd et Hg. Or si on se tourne maintenant vers le bilan des études de spectroscopie laser on n'est pas trop surpris de trouver d'une part les séries isotopiques les plus exhaustivement fouillées des deux côtés de la vallée de la stabilité (comme les deux groupes Kr/Rb/Sr et Xe/Cs/Ba) non loin des «creux» en température correspondant aux gaz rares et d'autre part des zones d'ombre où peu d'études ont été entreprises en dehors des isotopes stables dans les «bosses» de température correspondant aux réfractaires. A noter

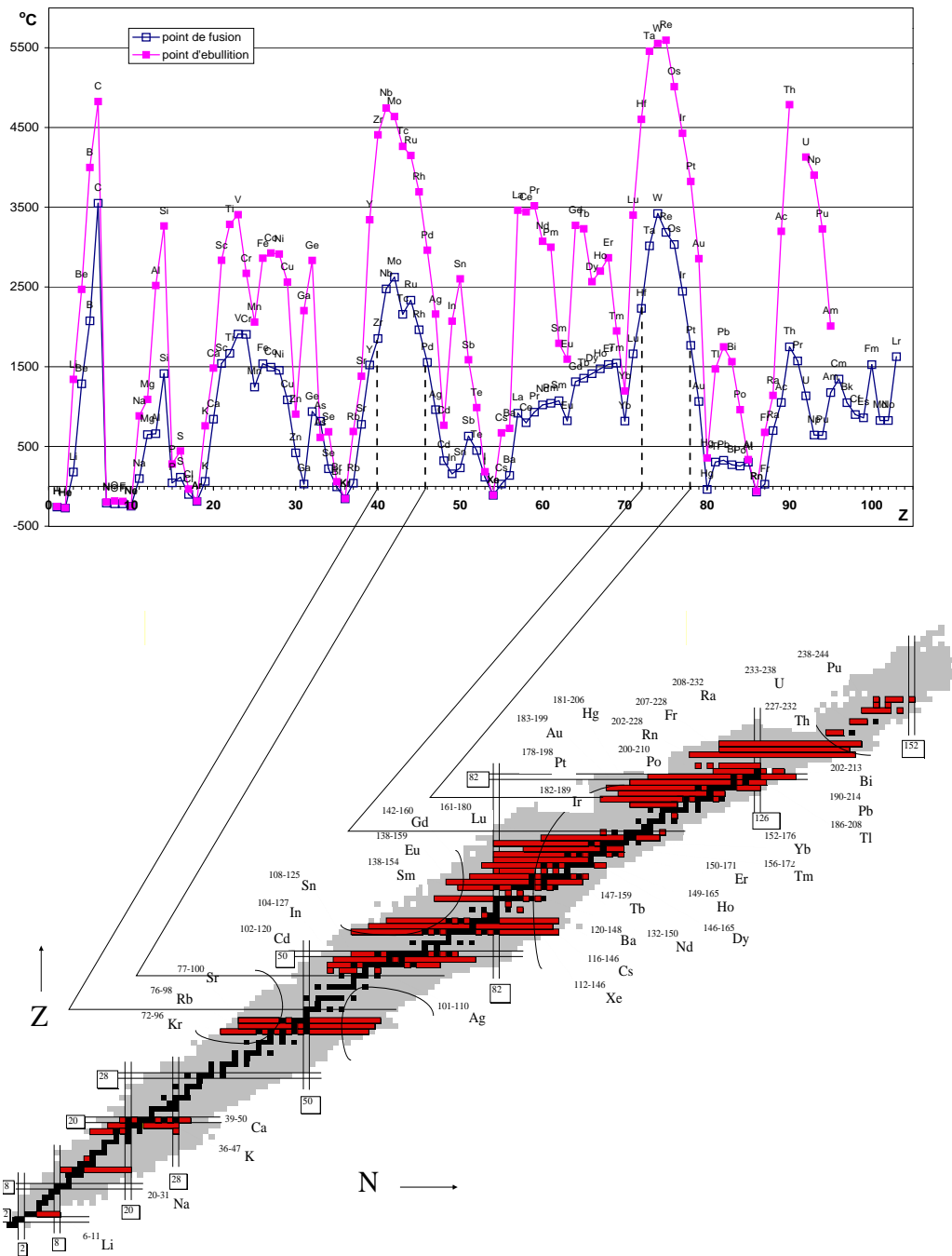


FIG. IV.1: En haut : tracé des courbes de températures des points de fusion et d'ébullition en fonction du numéro atomique des éléments. En bas : état de l'art en matière d'étude de chaînes isotopiques par spectroscopie laser, les séries isotopiques représentées en sombre sont celles qui ont déjà fait l'objet de mesures[Cra94].

que l'on écarte de ces remarques la région des éléments légers où la difficulté de la mesure est liée aux faibles déplacements isotopiques de volume et à l'élargissement naturel des raies qui tend à masquer la structure hyperfine [Cra94].

S'intéresser aux éléments de la région de transition en-dessous du mercure nécessite donc de disposer de faisceaux radioactifs des éléments possédant les points d'ébullition parmi les plus élevés de la nature. Dans ces conditions, profitant du point d'ébullition du mercure, particulièrement bas par rapport à celui de ses voisins, la solution qui consiste à collecter les isotopes déficients en neutrons de cet élément pour obtenir, par simple décroissance β^+/CE ou α , les éléments réfractaires d'intérêt (platine et iridium) apparaît comme particulièrement élégante. Cette solution a évidemment un prix qui se compte en diminution de l'exoticité des descendants au fur et à mesure des générations. Ces remarques générales bien que débordant le cadre de ce travail ont le mérite de caractériser COMPLIS par ce qui le démarque dans l'univers des systèmes de spectroscopie laser : c'est en effet un des rares ensembles expérimentaux à utiliser le processus d'ionisation résonnante ce qui est, comme nous le verrons plus loin, profondément lié à la nécessité de collecter des ions radioactifs afin d'en étudier les produits de décroissance.

2 Le déroulement de la mesure

Afin de bien saisir comment s'articulent les différentes étapes de la mesure j'en décris ici le déroulement dans son entier. Ainsi seront introduits les divers mécanismes physiques mis en jeu et les parties principales du système expérimental sur lesquels je m'attarderai plus en détail par la suite.

Les ions radioactifs sont produits par l'ensemble cible-plomb fondu/source-plasma (voir B.1), la cible de plomb fondu étant bombardée par le faisceau pulsé de protons de 1 GeV délivré par le PS-Booster. Les noyaux de mercure déficients en neutrons sont ainsi obtenus comme produits de la réaction de spallation. Après interaction avec un plasma, les isotopes du mercure sont extraits de la source sous forme d'ions monochargés avec une tension de 60 kV et séparés en masse par l'aimant du General Purpose Separator (GPS) d'Isolde. Les ions sont ensuite guidés à travers les lignes ISOLDE par une série d'éléments électrostatiques jusqu'à l'aire expérimentale de COMPLIS et pénètrent dans le système comme indiqué sur la figure IV.2.

A l'entrée de la ligne incidente de COMPLIS, le faisceau est focalisé par un triplet de quadripoles (représentés par trois fois deux segments parallèles).

Puis il est défléchi par les deux déflecteurs électrostatiques suivis chacun d'un quadrupole jusqu'au passage dans le champ magnétique créé par un aimant. Le faisceau d'ions est infléchi dans l'aimant, refocalisé par un quadrupole et une lentille cylindrique avant de pénétrer dans le système de ralentissement/accélération.

A l'entrée de la chambre d'interaction, les ions sont soumis à une série de potentiels électrostatiques créés par une lentille et l'ensemble des électrodes du système ralentissement/accélération. Le double rôle de ce système (voir B.2.d) est de ralentir le faisceau à 1 kV tout en le focalisant fortement. Ceci assure une implantation des ions dans un substrat de graphite dans les premières couches atomiques.

On laisse alors s'écouler un temps d'attente calculé en fonction des périodes radioactives du mercure et de ses descendants or, platine et iridium afin d'obtenir une population optimale de noyaux d'iridium radioactifs. Les ions sont bien entendu neutralisés lors de leur séjour dans le substrat et c'est sous forme atomique que sont extraits les isotopes de l'iridium. Leur sortie

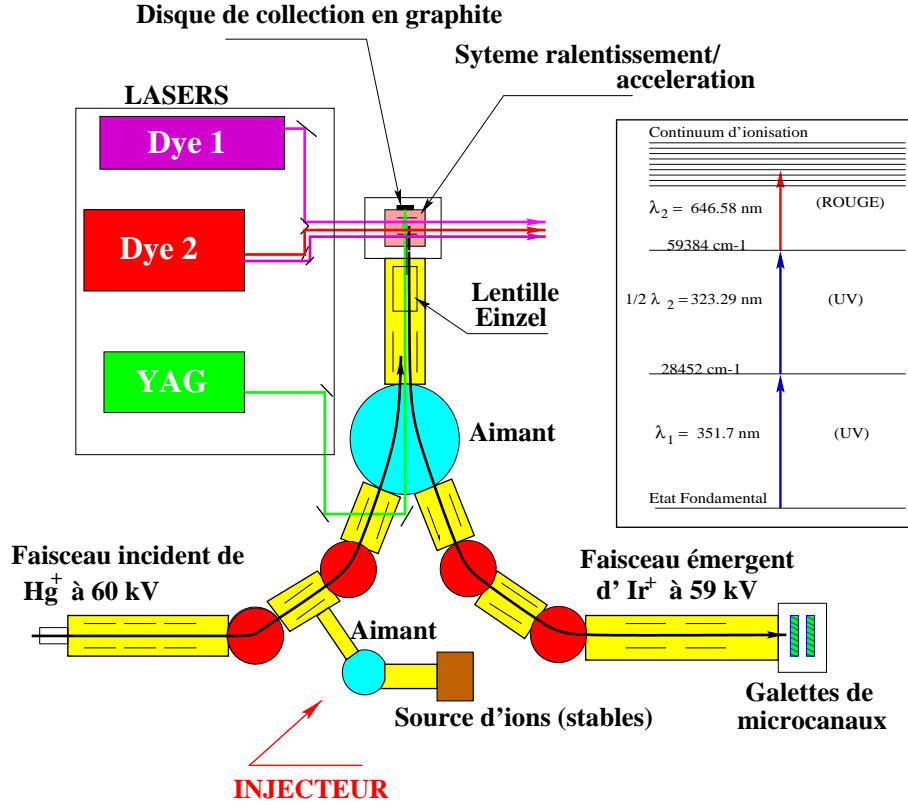


FIG. IV.2: Schéma de principe de COMPLIS.

du substrat est provoquée par agitation thermique et/ou vaporisation sous le bombardement de sa surface par le faisceau d'un laser YAG pulsé : opération appelée *désorption*.

On laisse à cette population d'atomes d'iridium radioactifs brutalement expulsés de la surface du graphite le temps ($\simeq 10 \mu s$) de migrer entre les électrodes du système ralentissement/accélération. On croise alors sur eux trois faisceaux laser dont les fréquences correspondent aux trois transitions atomiques du processus d'ionisation résonnante (voir C.1). L'atome d'iridium effectue une première transition entre un niveau hyperfin de l'état fondamental $5d^7 6s^2 \ ^4F_{9/2}$ et un niveau hyperfin de l'état excité $5d^7 6s 6p \ ^6F_{11/2}$ par absorption d'un photon de longueur d'onde notée λ_1 dans l'encart sur la figure IV.2. Cette étape nécessite une très bonne résolution en fréquence, on utilise à cette fin l'émission d'un laser pulsé monomode et accordable appelé «*compulsé*» [Pin77](voir §§ C.2.b.ii). L'ionisation résonnante s'effectue à partir de cet état en deux transitions supplémentaires induites par l'absorption de la lumière d'un second laser pulsé à colorant (laser Lambda-Physik voir §§ C.2.b.iii). La fréquence doublée $2\nu_2 = 2\frac{c}{\lambda_2}$ permet la première transition vers un état atomique et la fréquence fondamentale $\nu_2 = \frac{c}{\lambda_2}$ la dernière transition vers le continuum d'ionisation.

L'ion Ir^+ , ainsi produit dans un environnement à 59 kV, est extrait par une électrode à la masse. Il se dirige alors vers l'aimant où sa course est infléchiée par le champ magnétique en direction de la ligne émergente de COMPLIS. Au bout de cette ligne, symétrique comme on le voit sur la figure IV.2 à la ligne incidente, sont placées les galettes de microcanaux. Elles permettent une détection des ions de 100% d'efficacité en délivrant un signal électrique pro-

proportionnel à leur nombre. La discrimination en masse des ions s'effectue par la mesure de la durée de leur temps de vol le long de la ligne émergente (voir B.3).

Pour constituer le spectre hyperfin, on balaye par décalages réguliers la fréquence de la première transition du processus d'ionisation résonnante. A chaque pas du balayage, si la fréquence correspond à la différence d'énergie entre deux états hyperfins, l'atome est placé dans un état excité à partir duquel il est photoionisé en deux étapes supplémentaires. Sinon il ne se produit aucune ionisation. Les ions ainsi formés sont détectés par les galettes de microcanaux. En poursuivant le balayage, on forme un spectre constitué en abscisse d'un nombre de pas en fréquence et en ordonnée, d'un nombre d'ions. Considérant que ce nombre d'ions photoionisés est proportionnel à l'intensité de la transition hyperfine (voir C.1), on voit qu'au bout du compte, on constitue le spectre hyperfin recherché.

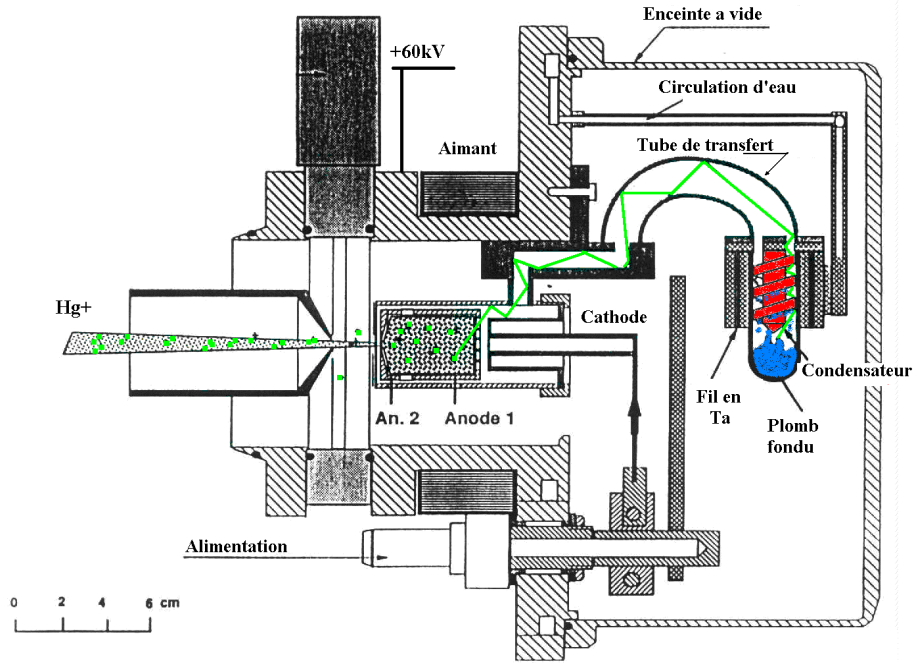
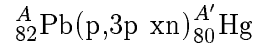


FIG. IV.3: Ensemble cible-source à plomb fondu utilisé à ISOLDE pour la production des ions Hg^+ radioactifs.

B Production et trajectoire des ions

1 Production des ions Hg^+

Les noyaux de mercure déficients en neutrons sont le produit de la réaction de spallation :



Sur la figure IV.3 on peut suivre le trajet d'un noyau de Hg de sa formation dans la cible jusqu'à sa sortie de la source sous forme d'ion Hg^+ . La cible a nécessité une étude technique spécifique afin de répondre aux contraintes créées par la structure en temps du faisceau de proton du PS-Booster (figure IV.4). Le PS-Booster est formé de quatre synchrotrons superposés dont chacun fait passer cinq paquets de protons de l'énergie d'injection (fournie par le LINAC) à 1 GeV. Les quatre faisceaux délivrés par les synchrotrons sont extraits à un intervalle de $0,6 \mu\text{s}$ et réunis en une même impulsion de $2,4 \mu\text{s}$ constituée des 20 paquets régulièrement espacés comme illustré sur la figure IV.4. Pendant les 14,4 s que dure un cycle-accélerateurs (ou macrocycle) au CERN, entre 6 et 11 paquets de protons séparés par un multiple de 1,2 s peuvent être envoyés contre la cible d'ISOLDE. Chacune de ces impulsions protons est constituée au maximum de $3 \cdot 10^{13}$ protons ce qui correspond à une puissance crête considérable de 2 A concentrée dans un faisceau de l'ordre de $3 \times 4,4 \text{ mm}^2$ de largeur à mi-hauteur. Une telle structure de faisceau représente une contrainte forte sur la conception de la cible [Let97]. Le plomb est maintenu à 650°C dans un container en tantale de forme cylindrique. Le faisceau frappe une des extrémités du cylindre suivant son axe. L'étude des prototypes a montré qu'il se

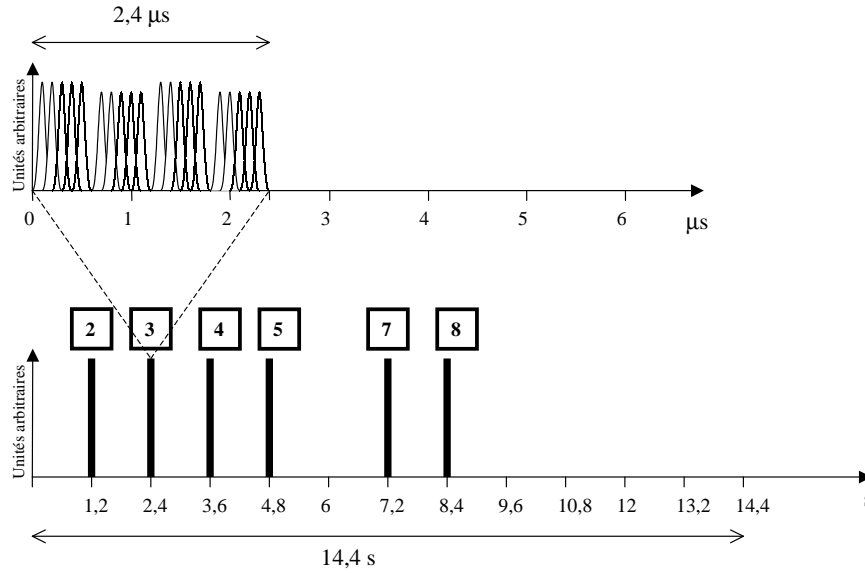


FIG. IV.4: Structure en temps du faisceau de protons délivré par le PS-Booster. En haut on observe le détail d'une impulsion de protons de $2,4 \mu s$ constituée de 20 paquets de $1,5 \cdot 10^{12}$ protons chacun. En bas une situation typique où 6 impulsions de protons (sur les 12 produits par cycle-accelérateurs) sont envoyées vers la cible d'ISOLDE.

produit une élévation de température de $600^\circ C$ au point d'impact du faisceau, s'accompagnant d'une vaporisation du plomb sur la face interne. Ceci conduit, étant donné un temps de relaxation caractéristique du liquide de l'ordre de $5-10 \mu s$, supérieur à la durée de l'implusion protons, à un phénomène d'ondes de choc induites par faisceau se traduisant par de grandes giclures de plomb fondu jusque dans le tube de transfert, lequel se voit alors voué à une obstruction inéluctable. Ce problème a été résolu par l'installation judicieuse au-dessus de la cible de plomb d'une cheminée verticale de 60 mm dotée d'une hélice régulée en température [Obe93]. Le condenseur ainsi créé est maintenu entre 350 et $450^\circ C$ par un double système de régulation : refroidissement par circulation d'eau et chauffage par perte ohmique d'un fil de tantale (voir figure IV.3). Cette température permet de condenser les vapeurs de plomb tout en laissant migrer les atomes de mercure. Pour augmenter la tenue du container cible, la fenêtre d'entrée des protons a été renforcée et un disque de 4 mm d'épaisseur a été ajouté contre sa face interne pour la protéger de la corrosion due aux éléments parasites qui migrent dans la cible.

A la sortie de l'hélice, les atomes de mercure radioactifs migrent à travers le tube de transfert maintenu à une température proche de celle du container jusqu'à la chambre d'ionisation. L'ionisation s'effectue par interaction avec un plasma créé par un mélange Ar-Xe ionisé par les électrons accélérés par une d.d.p. de 130 V entre la cathode et l'anode n°1. L'ajout d'un champ magnétique permet d'augmenter le trajet des électrons et donc l'efficacité du processus. Les ions mercure sont enfin soumis à une différence de potentiel entre l'anode n°2 portée à 60 kV et l'électrode d'extraction reliée à la masse et sont ainsi accélérés en direction de l'aimant du séparateur en masse.

ISOLDE est équipé de deux séparateurs : le General Purpose Separator (GPS) doté d'un

pouvoir de résolution en masse $M/\Delta M=2400$ que nous avons utilisé pour l'expérience sur l'iridium, et un séparateur haute résolution (High Resolution Separator) capable d'effectuer une analyse en masse avec un pouvoir de résolution de l'ordre de $M/\Delta M=30000$ [Iso93]. Le faisceau d'ions de masse donnée émerge ensuite dans la ligne centrale d'ISOLDE où il est guidé par une série d'éléments électrostatiques vers la ligne de COMPLIS.

2 Implantation / attente / désorption

2.a L'implantation

Les périodes radioactives des isotopes du Hg déficients en neutrons produits à ISOLDE s'échelonnent sur des durées de l'ordre de quelques secondes pour les masses les plus faibles à quelques heures lorsqu'on se rapproche de la vallée de stabilité. La nécessité d'attendre l'apparition d'une population optimale de descendants se conjugue à celle d'effectuer la spectroscopie sur l'atome et non sur l'ion pour des éléments tels que l'Au, le Pt et l'Ir qui possèdent des transitions ioniques situées trop loin dans l'UV. L'idée est donc de recourir à l'implantation des ions dans un substrat. Le choix du substrat est surtout guidé par la manière avec laquelle il facilite une opération de récupération *efficace* et *reproductible* des produits de la décroissance radioactive sous forme *d'atomes*.

Pour provoquer une diffusion des atomes vers la surface, le substrat est chauffé. Cette opération de chauffage est soumise à trois contraintes :

- le substrat doit être amené à une température suffisante pour favoriser la diffusion des descendants ;
- la durée du temps de sortie du graphite doit être de l'ordre de grandeur de la durée de l'impulsion du laser d'ionisation afin de produire une bouffée d'atomes pulsés. Cela signifie transmettre une quantité de chaleur suffisante au substrat en un temps de l'ordre de la nanoseconde. En synchronisant correctement l'impulsion de chauffage et l'impulsion d'ionisation il est alors possible d'optimiser le temps d'interaction entre la bouffée d'atomes et les faisceaux laser ;
- la destruction du substrat lors du chauffage doit être aussi limitée que possible afin de réduire la quantité de matière parasite désorbée simultanément avec les éléments d'intérêt.

L'utilisation de faisceaux de lasers pulsés Nd :YAG* permettant de disposer de flux de puissance considérables ($\geq 10^9 \text{W/cm}^2$) pour la production de microplasmas à la surface des matériaux a inspiré l'idée d'une adaptation de cette technique (à puissance modérée) pour notre propre usage [Sav88, LeB89](figure IV.8). La puissance doit cependant être réduite dans notre cas à une échelle de $10^6 - 10^8 \text{W/cm}^2$ pour éviter l'ionisation directe des produits de décroissance et des autres éléments présents de manière accidentelle dans le graphite (les gaz adsorbés par exemple) et limiter la destruction du substrat. Des études de différents substrats ont été réalisées pour des implantations d'atomes d'or [Bri90]. Les substrats choisis étaient essentiellement des matériaux réfractaires : silice sous forme amorphe ou cristalline, niobium, nitrate de bore, macor (céramique aluminée), nickel, titane et enfin graphite, pour des énergies d'implantation de 1 keV et 30 keV. Les mesures ont montré que la proportion d'or restant dans le substrat C/C_0 varie avec la quantité d'énergie de chauffage cumulée E

* solide en Grenat d'Aluminate d'Yttrium dopé au néodyme

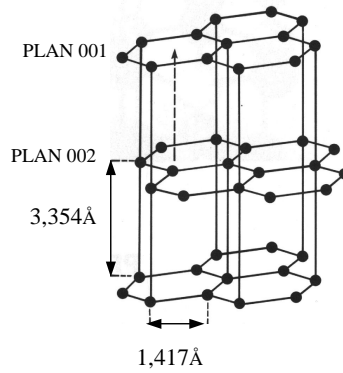


FIG. IV.5: Réseau du graphite.

comme : $C/C_0 = e^{-mE}$, où m est une constante positive qui dépend à la fois de la nature du substrat et de l'énergie d'implantation. Les critères de choix du matériau et de l'énergie d'implantation correspondent au compromis entre la puissance limitée de l'impulsion de laser YAG et la volonté d'extraire le plus possible d'atomes par impulsion laser, ce qui revient à préférer le matériau possédant la valeur de m la plus élevée. L'étude a montré alors qu'il s'agit du graphite pour une énergie d'implantation de 1 keV.

2.b Influence des propriétés du graphite sur l'efficacité de désorption

Les conditions d'accès au système expérimental COMPLIS n'ont jamais permis à une étude du même type que celles de G. Savard [Sav88] et I. Brissaud *et al.* [Bri90] d'être entreprise sur les différents types de graphite dont nous disposons. Néanmoins les observations accumulées au cours des différentes mesures d'efficacité du système qui précèdent chaque expérience (et en particulier celles que nous avons recueillies pour l'expérience sur l'Ir et plus récemment Sn) permettent d'esquisser un début d'explication aux différences de comportement lors de la désorption entre les échantillons de graphite testés.

Dans le réseau d'un cristal de graphite, l'atome de carbone développe trois liaisons covalentes dans un plan et une quatrième fortement délocalisée suivant la direction perpendiculaire à ce plan. Le réseau représenté sur la figure IV.5 se constitue donc suivant des plans formés d'hexagones de 1,417 Å de côté (structure du benzène). Les plans sont séparés les uns des autres d'une distance considérable de 3,354 Å. L'espace inter-plans constitue donc le lieu privilégié dans le réseau pour l'insertion d'atomes ou de molécules étrangers. En outre, cette forte disparité des longueurs interatomiques entre les deux directions : parallèle au plan ou perpendiculaire au plan, permet d'expliquer la forte anisotropie des propriétés globales observée dans certaines espèces de graphite. Les différences des propriétés physico-chimiques entre espèces de graphite proviennent en effet de la plus ou moins grande organisation en cristal, c'est-à-dire de l'échelle sur laquelle s'étend en moyenne une structure en couches : dans un graphite dit «amorphe» celle-ci ne dépassera pas quelques distances interatomiques tandis que dans un graphite monocristallin elle correspond, par définition, à la taille même du cristal. Les échantillons utilisés pour les expériences COMPLIS (voir figure IV.6), produits par la Société Carbone Lorraine, présentent des structures intermédiaires entre ces deux extrêmes selon le procédé de fabrication [Car92]. Ils sont au nombre de quatre et se regroupent en deux

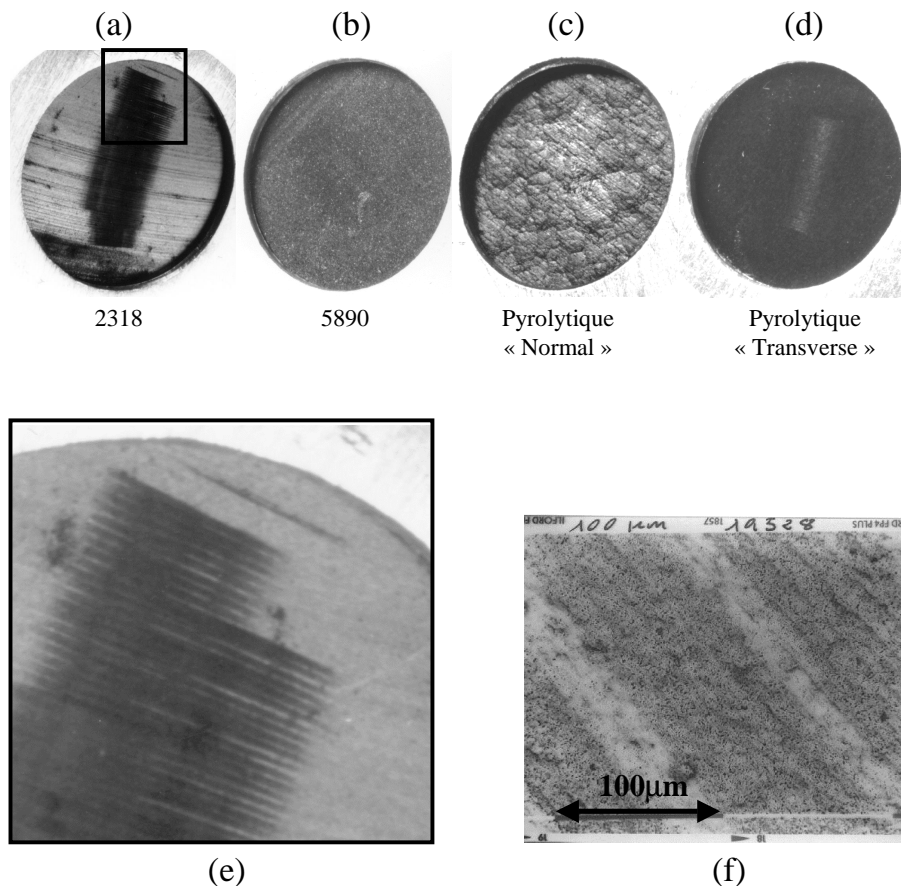


FIG. IV.6: En (a-d) : les différents types de graphites. Sur l'échantillon 2318 les traces laissées par le passage du YAG se détachent en sombre sur la surface rendue brillante par l'usinage. On distingue nettement la différence entre la surface du Pyrolytique «Normal» qui présente une apparence boursoufflée (caractéristique d'une croissance du cristal en «structure polynucléée») et le «Transverse» qui présente une apparence lisse (tranche usinée perpendiculairement aux plans du réseau).

En (e) on voit un agrandissement (taille du cadre $\approx 5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$) de la zone contenue dans le cadre dessiné sur le 2318. Cet échantillon a fait l'objet de deux balayages de désorption : on aperçoit les différentes traces laissées à chaque point de désorption par le faisceau YAG focalisé sur un «segment» de $\approx 3 \text{ mm} \times 20 - 50 \mu\text{m}$. Un agrandissement supplémentaire obtenu par microscopie électronique à balayage (f) montre trois «sillons» (en foncé sur la figure) correspondant à trois points de désorption successifs, l'échelle permet d'estimer l'épaisseur de la tache de focalisation du faisceau YAG ($\lesssim 30 \mu\text{m}$).

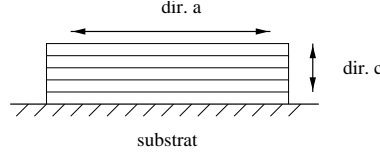


FIG. IV.7: Définition des deux directions du pyrocarbone

catégories :

- les graphites de type «polycristallins» : le 5890 et le 2318 (voir le tableau IV.1) possèdent des structures organisées en feuillets sur des dimensions de l'ordre de 1000 Å sur 100 Å d'épaisseur, agglomérées les unes aux autres, présentant donc leur face de manière aléatoire dans toutes les directions de l'espace. C'est pourquoi les propriétés macroscopiques de ces échantillons sont isotropes. Entre les deux existe simplement une différence de taille de grains, plus fins dans le 2318 que dans le 5890 ;
- le graphite pyrolytique (ou pyrocarbone) est, quant à lui, obtenu suivant la technique des dépôts chimiques du carbone en phase vapeur sur un substrat (figure IV.7). Lors de la croissance du cristal, les plans se forment parallèlement à la surface du substrat, et, selon les aléas du processus de croissance on assiste à la formation de «feuillets» en couches successives parallèlement à la surface du substrat sans doute liés les uns aux autres par une interaction faible du type Van-der-Waals. De tous les échantillons c'est ce graphite qui possède les propriétés les plus proches de celles d'un monocristal (voir tableau IV.1). On définit donc deux directions : la direction a parallèle aux plans du réseau et la direction c orthogonale aux plans du réseau (voir figure IV.7). On dispose du pyrocarbone sous deux formes selon le sens de l'usinage du morceau : la forme dite «Pyrolytique Normal» qui garde sa surface obtenue lors du processus de croissance par dépôt, c'est-à-dire une surface parallèle aux plans du réseau et la forme «Pyrolytique Transverse» dont la surface est cette fois le fruit d'un usinage dans le sens c , donc orthogonale aux plans du cristal. On constate dans le tableau IV.1 que les propriétés physiques du pyrocarbone présentent des différences importantes d'une direction à l'autre. En particulier, la conductivité thermique varie de deux ordres de grandeur et nous verrons l'impact de cela sur le processus de désorption.

Au cours du processus de chauffage on ne récupère bien entendu que les atomes qui parviennent jusqu'à la surface, avec une vitesse non nulle, par diffusion depuis leur zone d'implantation dans le substrat. De manière tout à fait générale en théorie de la diffusion, la quantité de matériau (atomes, molécules . . .) diffusant par unité de temps est proportionnelle au gradient de concentration de ce matériau et s'effectue en direction des concentrations décroissantes (première loi de Fick), ce qui s'exprime par :

$$J = -D \frac{\partial N}{\partial x} \quad (\text{B.1})$$

où J est la densité de flux de particules considérées, N leur concentration et D le coefficient de diffusion qui s'exprime en cm^2/s . Le coefficient de diffusion D est caractéristique de la nature du diffusant et dépend de la température comme :

$$D = D_0 e^{-\frac{E_a}{k_B T}} \quad (\text{B.2})$$

type	nom/ direction	μ g.cm ⁻³	C J.g ⁻¹ .°K ⁻¹	K W.cm ⁻¹ .°K ⁻¹	κ cm ² .s ⁻¹
polycristallin	5890	1,82	0,75	0,9 (0,18)	0,657 (0,13)
polycristallin	2318	1,85	0,75	0,9 (0,18)	0,647 (0,13)
pyrocarbone	Normal/c Transverse/a	2,20	0,75	$\approx 0,03$ (0,03) ≈ 4 (0,8) [◊]	$\approx 0,018$ (0,018) $\approx 2,42$ (0,48) [◊]
pseudo [♣] - monocristal	c a	2,255 à 2,266	0,75	0,07 20	$\approx 0,041$ ≈ 4

TAB. IV.1: Propriétés des différents graphites : μ la densité, C la capacité calorifique massique, K la conductivité thermique, κ la diffusivité. Les valeurs entre parenthèses sont les valeurs estimées vers 2000°K [Car92] (sauf [◊] : valeurs à 800°K).

[♣] On trouve des monocristaux de graphite dans la nature, leur taille est de l'ordre du mm et ils contiennent généralement des impuretés. Il s'agit ici des propriétés d'un graphite conçu par Carbone-Lorraine dont les propriétés se rapprochent autant que possible de celles d'un monocristal.

où k_B est la constante de Boltzmann et E_a l'énergie d'activation (*i.e.* l'énergie utilisée par le diffusant pour s'arracher à son milieu). Il est évident que plus la température T est élevée plus la diffusion est favorisée. Quelle température peut-on espérer atteindre par bombardement de la surface du graphite avec un faisceau YAG pulsé (longueur d'onde $\lambda = 532$ nm) au niveau de la zone d'implantation ? Ceci suppose d'abord de savoir comment s'effectue la transmission de l'énergie contenue dans le faisceau au graphite. On reprend sur ce point les hypothèses contenues dans les études citées précédemment [Sav88] et [Bri90] : la lumière est absorbée par les électrons de la bande de conduction, l'énergie se transmet alors au réseau par collisions avec les autres électrons et phonons. La durée moyenne entre deux collisions est assez courte (de l'ordre de 1 ps) par rapport à la durée d'une impulsion YAG (5-15 ns) pour considérer ce processus de transmission de chaleur comme instantané pendant la durée du chauffage. On peut donc pendant cette durée définir une conductivité thermique K (W.cm⁻¹.°K⁻¹) et appliquer les équations de diffusion de la chaleur. La quantité de chaleur entrant dans un volume élémentaire $dv = dx dy dz$ pendant le temps dt est :

$$dQ = \left(K \nabla^2 T(x, y, z, t) + P(x, y, z, t) \right) dv dt \quad (\text{B.3})$$

où P est la densité d'énergie déposée dans le volume dv par unité de temps (W.cm⁻³). L'introduction de la quantité de chaleur dQ dans le volume dv du corps considéré conduit à une élévation de température dT . Soit μ la masse volumique et C la chaleur spécifique du corps considéré, le volume dv a pour capacité calorifique $\mu C dv$. Pendant le temps dt , la température de ce volume croît de $dT = \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} dt$ et l'on a :

$$dQ = \mu C \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} dv dt \quad (\text{B.4})$$

En rassemblant B.3 et B.4 on aboutit à l'équation

$$\nabla^2 T(x, y, z, t) - \frac{1}{\kappa} \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} = - \frac{P(x, y, z, t)}{K} \quad (\text{B.5})$$

où $\kappa = \frac{K}{\mu C}$ est la diffusivité ($\text{cm}^2.\text{s}^{-1}$). On suit maintenant la méthode de résolution de cette équation développée par exemple dans [Sav88] et [Dez90] afin de pouvoir conserver quelques éléments de comparaison avec ces études. On suppose donc, de la même manière, que la profondeur de propagation de la chaleur est faible par rapport à la surface chauffée ce qui nous ramène à la géométrie d'un solide semi-infini et réduit le problème de trois à une dimension (on néglige par ailleurs les pertes latérales, c'est-à-dire la propagation de la chaleur parallèlement à la surface⁸) :

$$\frac{\partial^2 T(z, t)}{\partial z^2} - \frac{1}{\kappa} \frac{\partial T(z, t)}{\partial t} = -\frac{P(z, t)}{K} \quad (\text{B.6})$$

La densité d'énergie déposée par unité de temps à une profondeur z à l'instant t s'exprime en fonction du coefficient de réflexion de la surface R et du coefficient d'absorption du matériau α comme :

$$P(z, t) = \Pi(t) (1 - R) \alpha e^{-\alpha z} \quad (\text{B.7})$$

Dans le cas du graphite on a $R \approx \text{qq}\%$ et $\alpha \approx 4,6.10^7 \text{cm}^{-1}$ ^{*}. Dans le calcul, on négligera donc la réflexion d'une part, et d'autre part, si l'on croit à la valeur du coefficient d'absorption du graphite, on peut considérer que l'essentiel de l'énergie du faisceau de désorption est déposé à la surface. On résout alors l'équation B.6 dans la situation d'un flux de puissance $\Pi(t)$ à la surface d'un solide semi-infini, avec $\Pi(t) = \Pi_0$ constante pour $0 \leq t \leq t_0$ où t_0 est la durée de l'impulsion du faisceau de désorption. On obtient [Car59] :

$$T(z, t) = T_0 + \frac{2\Pi_0}{K} \left[\sqrt{\frac{\kappa t}{\pi}} e^{-\frac{z^2}{4\kappa t}} - \frac{x}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{\kappa t}}\right) \right] \quad 0 \leq t \leq t_0 \quad (\text{B.8a})$$

et

$$T(z, t) = T_0 + \frac{2\Pi_0\sqrt{\kappa}}{K} \left[\sqrt{t} \operatorname{ierfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{\kappa t}}\right) - \sqrt{t-t_0} \operatorname{ierf}\left(\frac{z}{2\sqrt{\kappa(t-t_0)}}\right) \right] \quad t \geq t_0 \quad (\text{B.8b})$$

où

$$\begin{aligned} \operatorname{ierfc} x &= \int_x^\infty \operatorname{erfc} \varepsilon d\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2} - x \operatorname{erfc} x \\ \operatorname{ierf} x &= 1 - \operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-\varepsilon^2} d\varepsilon \end{aligned}$$

Pour effectuer le calcul on utilise les valeurs de conductivité thermique K et de diffusivité thermique κ données dans le tableau IV.1 (la chaleur se propageant orthogonalement à la surface il faut pour le Pyrolytique Normal prendre les valeurs correspondant à la direction c et pour le Transverse la direction a). Π_0 est directement la puissance par unité de surface du faisceau YAG de désorption. Ce faisceau est focalisé verticalement contre la cible et forme une tache de ≈ 3 mm de haut sur une largeur comprise entre 20 et 50 μm (voir figure IV.8).

⁸Cette approximation qui a pour vertu de faciliter les calculs, constitue par ailleurs très probablement une source d'erreur importante.

^{*}Cette valeur est sans doute à vérifier. En effet α dépend de la longueur d'onde λ et de la partie réelle de la constante diélectrique ϵ : $\alpha = \frac{4\pi\sqrt{\epsilon}}{\lambda}$, or il m'a été difficile de trouver une valeur de ϵ pour le graphite, étant donnée la structure du cristal j'ai donc pris une moyenne entre la valeur pour le benzène $\epsilon \approx 2$ et la valeur pour le diamant $\epsilon \approx 5,5$.

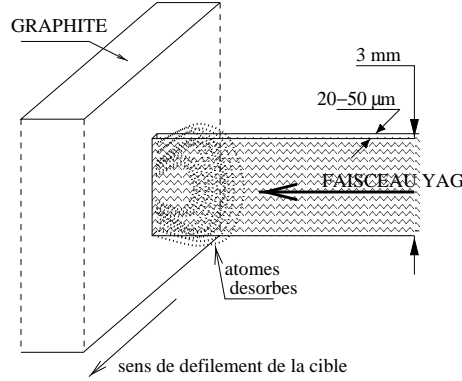


FIG. IV.8: Opération de désorption des atomes implantés par chauffage du graphite à l'aide du faisceau focalisé d'un laser Nd :YAG pulsé.

Nous avons travaillé généralement avec une puissance par impulsion à la sortie du YAG de désorption de l'ordre de 0,45 mJ. Le coefficient de transmission du faisceau depuis la salle laser jusqu'à la cible située dans le hall ISOLDE comptant plusieurs miroirs et une fenêtre à l'entrée de la chambre à vide a été mesuré à 12%. Cela signifie une énergie $\approx 5.10^{-5}$ J réunie en une impulsion de 5 ns sur une surface de l'ordre de $1,2.10^{-3} \text{ cm}^2$, soit une puissance $\Pi_0 \approx 1.10^7 \text{ W.cm}^{-2}$. Sur la figure IV.9 sont tracées les courbes de la température des divers graphites en fonction de la profondeur au bout des 5 ns de chauffage que dure une impulsion (en haut) et d'évolution de la température à leur surface ($z=0$) pendant et après l'impulsion (en bas). La différence de comportement du pyrocarbone pris dans une direction ou dans l'autre est flagrante : le pyrocarbone étant beaucoup moins conducteur de chaleur dans la direction c que dans la direction a il est normal de calculer une température de surface beaucoup plus élevée dans le cas du Pyrolytique Normal ($T(0, t_0) = 3900^\circ \text{K}$) que dans le cas du Transverse ($T(0, t_0) = 990^\circ \text{K}$) :

$$T(0, t_0) = T_0 + \frac{2\Pi_0}{K} \sqrt{\frac{\kappa t_0}{\pi}}$$

Les graphites polycristallins 2318 et 5890 sont tout à fait équivalents et constituent un intermédiaire ($T(0, t_0) \approx 1800^\circ \text{K}$). Remarquons au passage que l'augmentation de température est directement proportionnelle à la puissance du faisceau de désorption. Ceci est valable tant que les hypothèses que nous avons posées pour établir ces équations restent valables. Dans ce régime de fonctionnement le contrôle de la puissance du faisceau de désorption est donc crucial, nous avons mis au point un petit dispositif destiné à assurer ce contrôle décrit dans le paragraphe suivant (§ 2.c). Une autre conséquence importante est la différence de pénétration de la chaleur qui conduit à une température élevée plus près de la surface ($0,1 \mu\text{m}$) dans le cas du pyrolytique Normal que dans les cas du Pyrolytique transverse et des polycristallins ($0,3 \mu\text{m}$). Néanmoins dans tous les cas la zone de chauffage reste très proche de la surface, ce qui nous amène à nous interroger maintenant sur son recouvrement dans le sens de la profondeur avec la zone d'implantation mais confirme d'ores et déjà la nécessité d'une implantation des ions dans les premières couches atomiques du graphite.

Les distributions d'ions implantés dans des cristaux semi-conducteurs ont été surtout étudiées dans le cadre du dopage en vue de la réalisation de jonctions. Le profil de la concentration

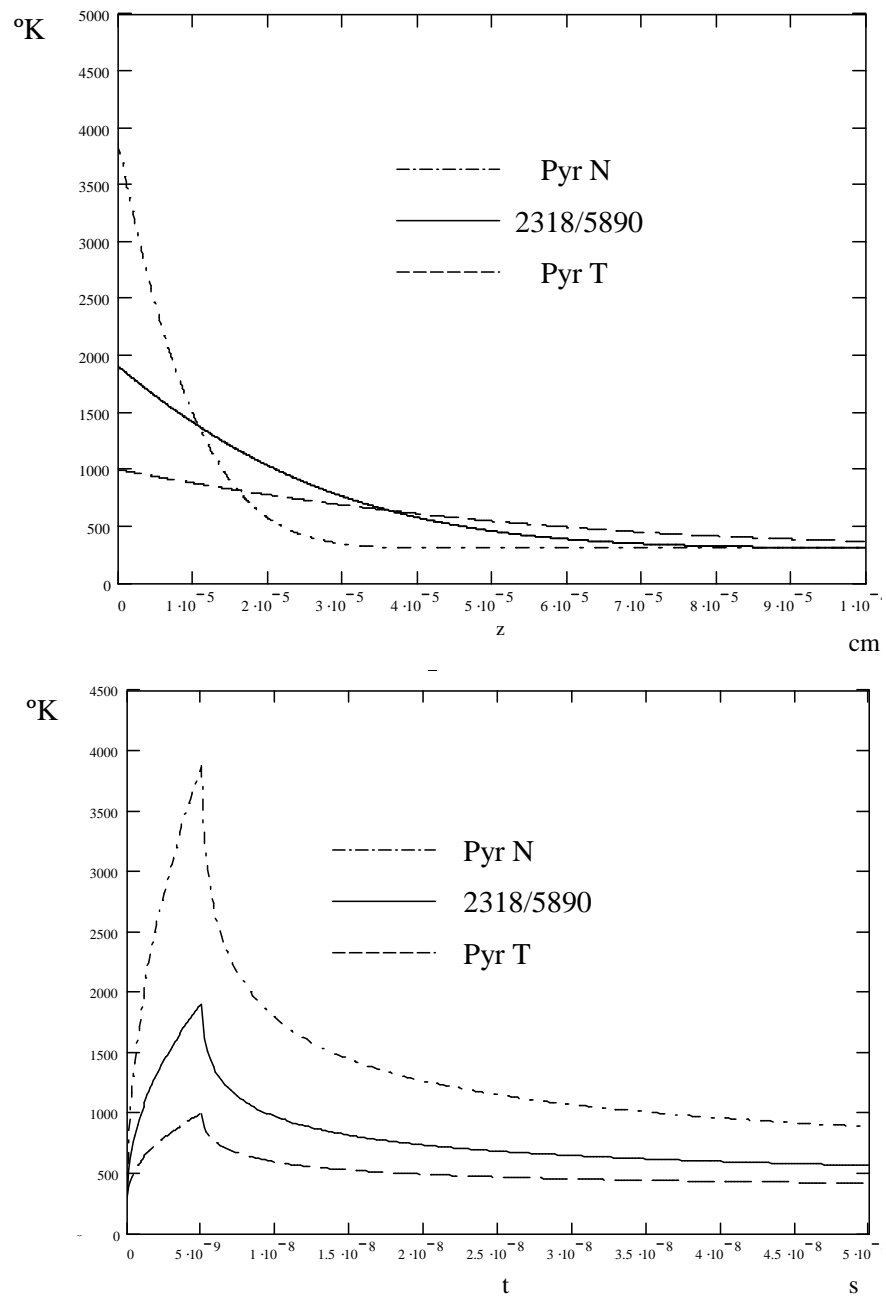


FIG. IV.9: En haut : température des graphites à la fin de l'impulsion YAG en fonction de la profondeur z en cm. En bas : évolution de la température à la surface des graphites en fonction du temps t en s.

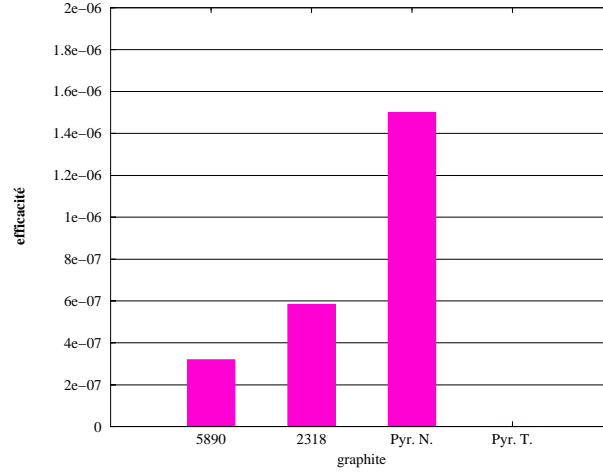


FIG. IV.10: Efficacités de COMPLIS pour l'iridium (tests mars 1998).

des ions implantés en fonction de la profondeur $N(z)$ est supposé gaussien : centré autour d'une portée «projetée» R_p et caractérisé par une largeur à mi-hauteur $2\Delta R_p$ [Dea73] :

$$N(z) = N_{max} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{z-R_p}{\Delta R_p} \right)^2} \quad (\text{B.9})$$

où N_{max} est la concentration maximum correspondant à la profondeur R_p . Malheureusement, la plupart des modèles rendant compte des valeurs de R_p et ΔR_p ne s'appliquent que pour des énergies comprises entre 10 keV et 1000 keV, et il n'existe de manière générale que peu de données sur l'implantation des ions à des énergies aussi faibles que 1 keV. On dispose néanmoins d'une valeur supérieure de la profondeur d'implantation avec le résultat d'un calcul de portée pour un ion de numéro atomique $Z=80$ implanté dans un substrat (amorphe) de numéro atomique $Z=10$ avec une énergie de 10 keV : $R_p/\rho = 0.0019 \text{ mg.cm}^{-2}$ [Dea73], ce qui, étant donné la densité du graphite ρ (tableau IV.1), donne $\approx 95\text{\AA}$. On peut donc conclure que, dans le sens de la profondeur, la zone de graphite chauffée recouvre complètement la zone d'implantation. Peut-on alors interpréter les résultats des mesures d'efficacité ?

Pour réaliser une mesure d'efficacité du système expérimental on implante dans le graphite, grâce à l'injecteur (figure IV.2), une quantité déterminée de l'élément désiré sous sa forme isotopique stable. L'injecteur est constitué d'une source et d'un aimant. Il permet de disposer d'un faisceau d'ions stables et ainsi de se placer dans des conditions proches de celle de l'expérience pour régler les nombreux paramètres du système. Il faut noter que sans cet injecteur, étant donné qu'il est impossible d'obtenir auprès du séparateur un faisceau d'éléments réfractaires stables, la préparation de l'expérience est impossible également. L'efficacité globale est simplement estimée comme étant le rapport du nombre d'ions détectés par les galettes de microcanaux sur le nombre d'ions implantés. Sur la figure IV.10 sont présentés les résultats des mesures d'efficacité effectuées sur des collections de 10^{10} ions d'iridium stable. On constate que les valeurs pour le 5890 et le 2318 diffèrent peu et constituent bien une situation intermédiaire entre le meilleur candidat : le pyrolytique Normal et le cas du Pyrolytique Transverse où rien n'a été observé. A la lumière de nos estimations de température de surface, ce résultat semble bien confirmer que la diffusion des éléments est favorisée par la température atteinte par la surface du graphite et que cette température est d'autant plus importante que le graphite est

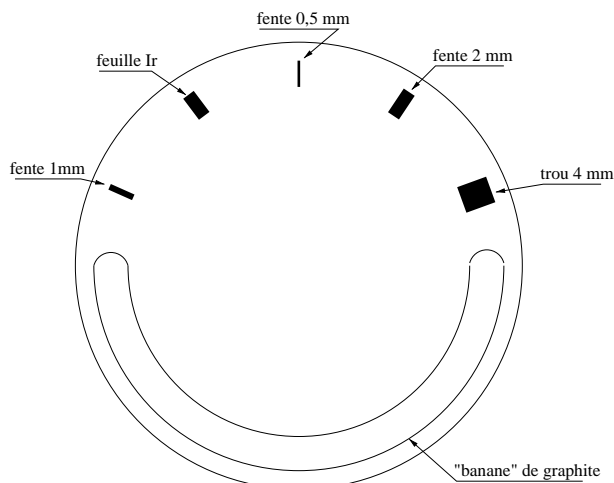


FIG. IV.11: La cible vue de face, les implantations ont lieu sur la banane de graphite. La feuille d'iridium permet de disposer d'une grande quantité d'élément stable lors de certains réglages et les trous sont destinés à laisser passer le faisceau d'ions incidents en direction d'une cage de Faraday disposée derrière la cible afin d'effectuer les réglages de la faisceaologie.

peu conducteur de chaleur. De ce point de vue il n'est pas étonnant d'obtenir les meilleures performances de désorption avec le Pyrolytique Normal. Quant au Pyrolytique Transverse, il s'agit en fait du même pyrocarbone mais dont la surface tranchée perpendiculairement aux plans du cristal, ou aux «feuillets», présente les espaces interplans littéralement «ouverts» à l'arrivée des ions, ce qui aboutit sans doute à une implantation beaucoup plus profonde que dans les autres cas. La différence de température à elle seule ne permettrait pas en effet de rendre compte de l'absence de désorption observée. Ceci doit nous rappeler que si la température détermine très fortement la quantité d'atomes qu'il est possible d'extraire du substrat, la profondeur à laquelle se répartissent les atomes implantés dans le substrat entre également en compte dans l'efficacité du processus.

Avoir une idée de cette distribution se révèle tout à fait crucial pour interpréter l'évolution du nombre d'atomes désorbés au bout de plusieurs tirs laser. Comme illustré sur les figures IV.11 et IV.8, la cible, en tournant, présente une nouvelle partie de la surface du graphite au faisceau du YAG à chaque point de désorption. Il est possible de régler le nombre de tirs YAG par point de désorption et comme nous l'avons vu, à chaque tir la température du graphite augmente dans la zone de la surface de façon à permettre la diffusion des atomes. La forme de la distribution en profondeur des atomes obtenue lors de l'implantation, va donc ensuite évoluer à chaque coup de YAG et ainsi influencer sur le nombre d'atomes désorbés à chaque passage sur l'implantation. Sur la figure IV.12 est représenté en haut le nombre d'atomes désorbés par passage sur une implantation de 10^{12} atomes d'étain avec quatre tirs YAG par point de désorption. A part les points des passages 12 et 18, l'ensemble de la courbe présente une décroissance en deux temps : très rapide jusqu'au 5 ou 6^{ème} passage et plus lente au-delà.

On peut rendre compte de cette évolution en effectuant l'hypothèse simple qu'à chaque impulsion de chauffage le déplacement moyen de chaque atome est de λ et que chaque atome

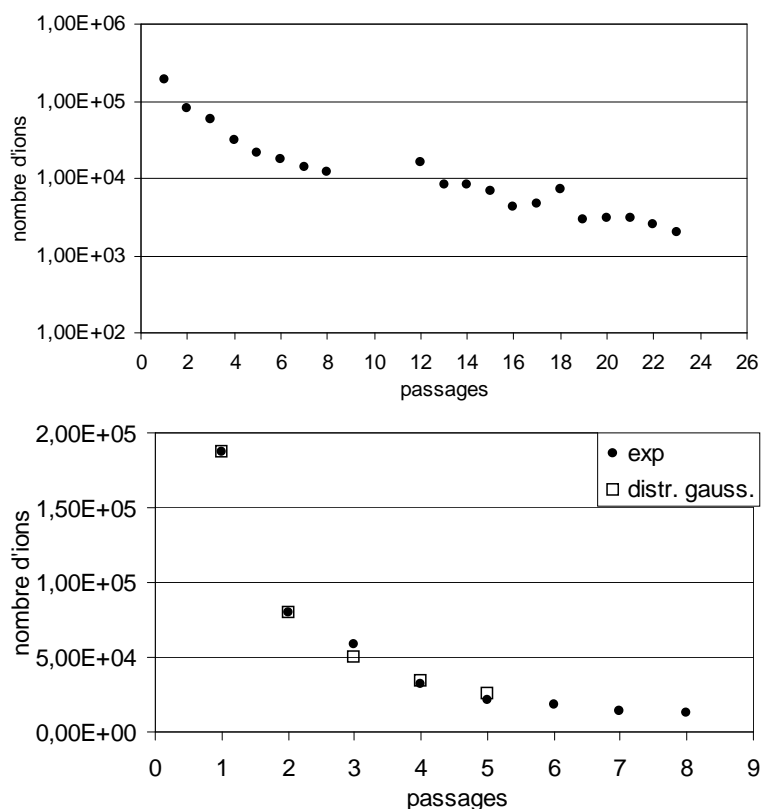


FIG. IV.12: En haut : évolution du nombre d'atomes désorbés en fonction du nombre de passage du faisceau YAG sur une implantation de 10^{12} ions dans du Pyrolytique Normal. En bas : comparaison avec le calcul effectué en supposant une distribution gaussienne d'implantation (voir texte).

possède une chance sur deux de diffuser vers la surface ou vers la profondeur du graphite*. Soit une distribution initiale des atomes de la forme donnée par l'équation B.9 centrée à une distance proche de la surface comme celle représentée sur la figure IV.13, on suppose qu'au premier coup de YAG une moitié de la distribution se décale de $-\lambda$ vers la surface du graphite et l'autre vers l'intérieur de $+\lambda$ comme le montre la figure IV.14. Après ce premier coup, la distribution résultante est la somme des deux demi-distributions décalées et la proportion d'atomes désorbés est représentée par l'intégrale de la distribution résultante de $-\lambda$ à 0. Sur la figure IV.15 on peut suivre l'évolution de l'aspect de cette distribution calculée en appliquant ce processus de manière itérative, jusqu'à huit impulsions YAG successives. Dans le cas de notre mesure sur l'implantation d'atomes d'étain effectuée avec quatre tirs YAG par pas de désorption, il faut donc imaginer qu'au premier passage la distribution prend l'allure de la courbe au coup n°4 et au deuxième passage celle au coup n°8. On constate qu'au fur et à mesure des passages la distribution s'enfonce doucement dans le graphite tout en s'étalant et en voyant sa surface diminuer puisqu'une partie des atomes s'évacue à chaque itération.

* On néglige donc la diffusion des atomes parallèlement à la surface, simplification qui n'induit sans doute pas une si grande erreur dans la mesure où une partie de ces atomes est récupérée par le défilement du graphite, au pas suivant de désorption.

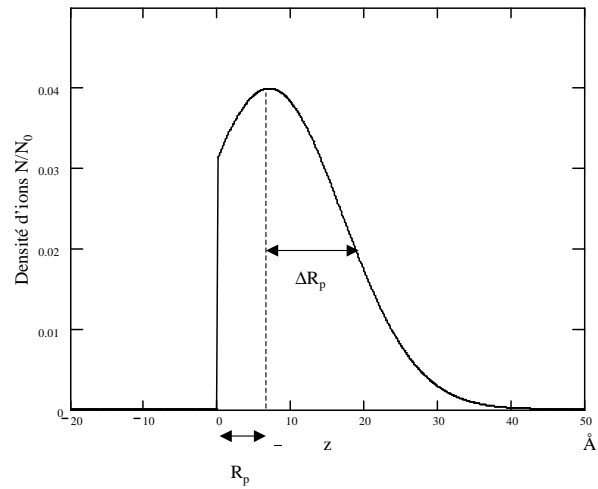


FIG. IV.13: Distribution initiale des atomes implantés à l'intérieur du graphite suivant la profondeur z (surface du graphite à $z=0$).

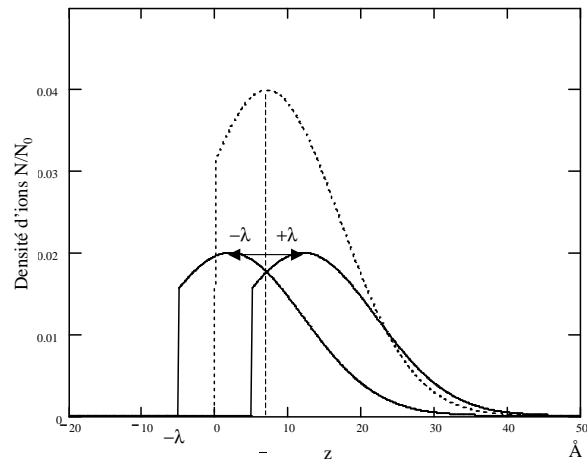


FIG. IV.14: Modèle simple de diffusion des atomes implantés, lors de la première impulsion de chauffage. La distribution initiale est représentée en tireté, et les deux demi-distributions (voir texte) décalées sous l'effet du chauffage, sont en trait plein.

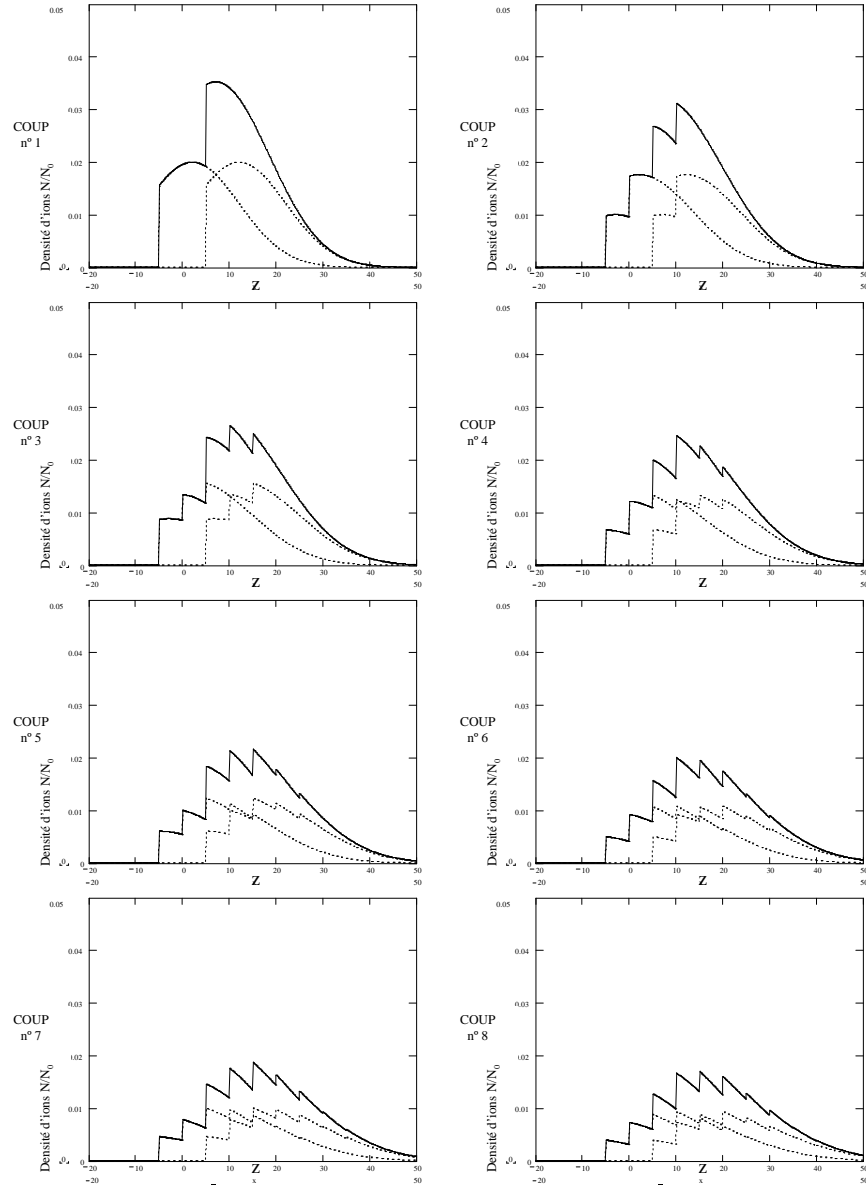


FIG. IV.15: Evolution de la forme de la distribution des atomes implantés au bout de N impulsions de chauffage. Les courbes représentées en pointillés sont les deux demi-distributions d'atomes après l'impulsion de chauffage, dont la somme forme la distribution résultante, en trait plein.

$R_p = 7\text{\AA}$ $\Delta R_p = 10\text{\AA}$ $\lambda = 5\text{\AA}$	impulsion n°	1	2	3	4
	proportion	0,12	0,06	0,06	0,04
	impulsion n°	5	6	7	8
	proportion	0,04	0,03	0,03	0,02
	impulsion n°	9	10	11	12
	proportion	0,02	0,02	0,02	0,02
	impulsion n°	13	14	15	16
	proportion	0,01	0,01	0,01	0,01

TAB. IV.2: Proportion du nombre total de noyaux implantés au départ désorbée à chaque impulsion.

Les deux courbes représentées au bas de la figure IV.12 permettent de comparer les résultats expérimentaux (ronds noirs) avec les calculs effectués grâce à ce petit modèle simple (carrés vides) en normalisant à la valeur du passage 1. La tendance est bien représentée en prenant pour centre de la distribution R_p une valeur de 7\AA , pour largeur à mi-hauteur $\Delta R_p = 10\text{\AA}$ et pour déplacement moyen $\lambda = 5\text{\AA}$. Cela signifierait que l'essentiel des atomes est implanté à une profondeur inférieure à $\approx 20\text{\AA}$, c'est-à-dire dans les trois premiers espaces inter-plans du cristal! Evidemment, nous ne disposons là que d'un ordre de grandeur, le mode de diffusion des atomes présenté dans ce petit modèle est sans doute trop simple, la forme de l'implantation également. Mais aussi simpliste qu'il paraisse, il permet de rendre compte de deux points très importants vérifiés par l'observation : d'une part l'essentiel des atomes désorbés sort durant les premiers coups de laser YAG et d'autre part la profondeur moyenne d'implantation doit être faible. Sur ce dernier point en particulier, le calcul montre que pour des valeurs de R_p à peine plus grande le chauffage n'aboutit qu'à un étalement de la distribution à l'intérieur du réseau avec un nombre d'atomes désorbés à chaque impulsion YAG ne correspondant qu'à une intégrale de queue de gaussienne et donc faible. Afin d'avoir une idée de l'ordre de grandeur de la proportion des ions désorbés à chaque impulsion YAG prévu par ce petit modèle, on peut se reporter au tableau IV.2. Le chiffre indiqué pour chaque impulsion représente la proportion du nombre total de noyaux implantés au départ qui est désorbé à cette impulsion.

2.c Contrôle de la puissance du faisceau de désorption

Le dispositif destiné à contrôler la puissance de désorption doit permettre de faire varier l'intensité du faisceau du laser YAG de manière reproductible et fine. Une façon de faire varier cette puissance consisterait par exemple à modifier le retard du Q-switch, mais cette méthode ne permet pas d'opérations assez précises et présente le risque de dégrader la qualité du faisceau (perte de l'accord de phase au niveau du cristal doubleur). Nous utilisons donc un système optique constitué d'un prisme de Glan et d'une lame demi-onde (figure IV.16), disposé à la sortie de la cavité du laser Nd :YAG. La lumière (doublée en fréquence) émise par le laser est polarisée verticalement. Elle traverse la lame demi-onde dont l'axe optique forme un angle α avec la verticale. Le prisme de Glan[†] fait office d'analyseur : il transmet

[†]Un prisme de Glan (ou Glan-Foucault) est en fait formé de deux prismes identiques constitués d'un milieu anisotrope (calcite) dont l'axe optique est parallèle au plan de la surface. Les deux prismes sont séparés d'une couche d'air, leurs angles sont taillés de telle sorte que le rayon ordinaire d'un faisceau attaquant le prisme de manière orthogonal soit complètement réfléchi sur la couche d'air et le rayon extraordinaire transmis. Il présente l'avantage de supporter des puissances de faisceau par unité de surface importantes.

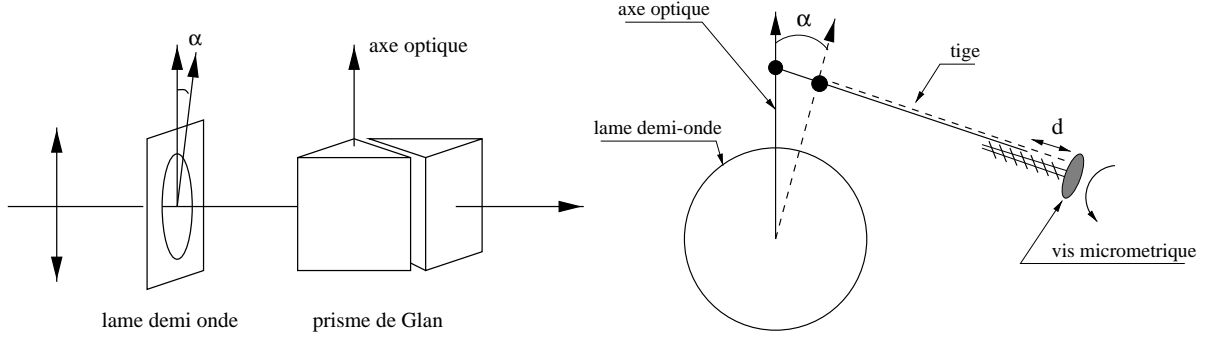


FIG. IV.16: A gauche : dispositif permettant de contrôler la puissance de désorption. A droite : dispositif de rotation de la lame demi-onde. La tige est en réalité entraînée par une platine micro-contrôle mue par la rotation de la vis micrométrique.

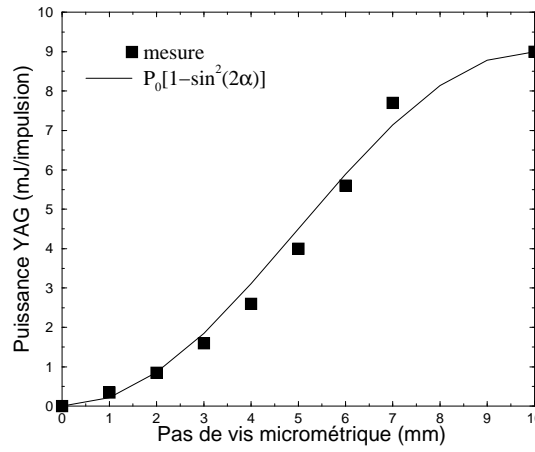


FIG. IV.17: Exemple de mesure de la puissance du faisceau de désorption en fonction de la graduation de la vis micrométrique et courbe correspondant à la formule B.10 (voir texte).

la composante du faisceau de polarisation verticale. Un faisceau d'intensité I_0 à l'entrée de la lame demi-onde est alors transmis à la sortie du prisme de Glan avec une intensité :

$$I = I_0 \left[1 - \sin^2 \frac{\Delta\Phi}{2} \sin^2 2\alpha \right]$$

où $\Delta\Phi$ est le déphasage introduit par le passage dans la lame demi-onde et vaut donc ici $\Delta\Phi = \pi$. D'où :

$$I = I_0 [1 - \sin^2(2\alpha)] \quad (\text{B.10})$$

Avec un angle α compris entre 0 et $\pi/4$ on peut faire varier le coefficient de transmission I/I_0 de 1 à 0. Afin de disposer d'un repérage des angles très précis et de pouvoir ainsi effectuer un étalonnage de la puissance du faisceau de désorption, nous avons élaboré un petit dispositif mécanique supplémentaire représenté sur la figure IV.16. La rotation de la lame demi-onde est entraînée par une tige d'acier dont le mouvement est contrôlé à l'aide d'une vis micrométrique. La position de la tige est repérée grâce à un système de graduation : on ramène ainsi la

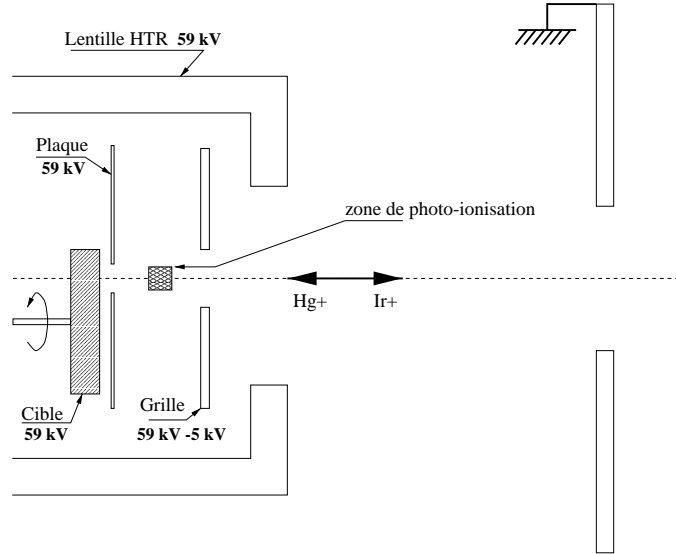


FIG. IV.18: Le système ralentissement/accélération.

variation de l'angle α à un mouvement linéaire d de grande précision. Afin de ne pas entraver le mouvement de l'axe de la lame (au niveau de la jonction marquée par un rond noir sur la figure) au fur et à mesure que la tige subit sa translation, on l'autorise judicieusement à glisser au sein d'une encoche. Un exemple de mesure de puissance de faisceau YAG avec un watt-mètre à la sortie de ce dispositif, effectuée au cours de l'expérience Ir de Mai 1998, est présenté sur la figure IV.17. Sur le même graphique j'ai tracé, pour comparaison, la puissance que l'on aurait si les dix graduations de la vis couvraient exactement une rotation de $\pi/4$, ce qui n'est pas tout à fait le cas.

Ce dispositif, très simple, amélioré lors des expériences sur les platines (1996), est devenu indispensable à la réussite de l'expérience. Cela est lié à la grande sensibilité de la température du graphite à la puissance de désorption dont nous avons fait la démonstration plus haut.

2.d Géométrie ralentissement/accélération

Comme nous l'avons rappelé, la meilleure efficacité de désorption correspond à une énergie d'implantation des ions de l'ordre de 1 keV. Le système d'électrodes utilisé pour ralentir les ions de leur énergie d'extraction de la source de 60 keV à leur énergie d'implantation de 1 keV doit également assurer une focalisation très forte du faisceau (pour disposer du maximum d'atomes sous un pas de désorption) et, après la désorption, l'accélération des ions formés par photoionisation vers la ligne de sortie. Ce système s'inspire de celui créé dans le but de déposer les ions sur la bande aluminisée d'un dérouleur lors d'expériences de mesure de spectres d'électrons de conversion réalisées auprès du séparateur ISOCELE II à Orsay [Kil89]. Il est constitué (voir figure IV.18) d'une électrode reliée à la masse suivie d'une électrode (lentille HTR) portée à +59 kV. La divergence due au passage à travers le trou de l'électrode de masse est compensée par cette lentille. Afin d'améliorer le contrôle de la géométrie du faisceau à son entrée et à sa sortie on dispose, outre d'un quadrupole, d'une lentille "einzels" portée à +30 kV. Entre la cible et l'ouverture de la lentille HTR sont placées deux électrodes appelées plaque

et grille (figure IV.18). C'est entre ces deux électrodes que se situe l'intersection des trois faisceaux laser d'ionisation. Les photoions formés dans la zone délimitée par le croisement des faisceaux sont soumis à la différence de potentiel subissant ainsi une première accélération. Ils sont ensuite accélérés de nouveau par le champ électrostatique qui règne entre la grille et l'électrode de masse. Cette configuration à deux étapes d'accélération permet une meilleure résolution de la séparation en masse par temps de vol comme nous allons le voir maintenant.

3 Séparation en masse par temps de vol

Nous reviendrons plus loin sur le principe de l'ionisation résonnante et le moyen de la mettre en œuvre (cf C). On suppose simplement ici un groupe d'ions formé durant l'impulsion des lasers d'ionisation dans la zone délimitée par le croisement des trois faisceaux et représentée sur la figure IV.18. Ayant subi la double accélération mentionnée plus haut, les ions sont propulsés hors de la chambre d'interaction dans la ligne émergente de COMPLIS comme représenté sur la figure IV.2. Sur cette partie de leur trajectoire les ions ne subissent plus d'accélération longitudinale, de sorte que cette partie jusqu'au système de détection en bout de ligne, constitué par les galettes de microcanaux, peut être considérée comme une ligne de dérive. C'est en comparant les temps de vol des ions le long de cette trajectoire que s'effectue leur analyse en masse. Plus exactement les ions sont séparés suivant la valeur du rapport m/q de leur masse m sur leur état de charge q . Le temps de parcours de la longueur dérivée D d'ions dotés d'une énergie cinétique E est en effet $t = \frac{D}{v} = \sqrt{\frac{D^2 m}{2E}}$, et si l'énergie cinétique provient de l'accélération due à une différence de potentiel électrostatique ΔV , le temps de parcours s'écrit bien $t = \sqrt{\frac{D^2}{2 \Delta V}} \sqrt{\frac{m}{q}}$.

Les avantages de la séparation en masse par temps de vol sont connus depuis bien longtemps [Wil55]. La caractéristique principale de ce type de système recherchée ici est la possibilité d'enregistrer le spectre de masse en entier à chaque impulsion laser. On veut en effet pouvoir obtenir le spectre en fréquence pour la masse étudiée simultanément avec celui d'une masse de référence et ainsi mesurer le déplacement isotopique. La configuration adoptée ici est celle à deux zones d'accélération dont les avantages, concernant à la fois la souplesse des réglages et la résolution en masse par rapport aux autres systèmes à accélération simple ou multiple, ont été montrés [San70].

La résolution d'un système à temps de vol est limitée par deux facteurs : la dispersion initiale des ions dans l'espace et la distribution en énergie cinétique qu'ils possèdent au moment de leur création. La zone de recouvrement des trois faisceaux d'ionisation possède en effet une certaine étendue spatiale à l'intérieur de laquelle les ions sont formés. On appelle s la distance que les ions ont à parcourir de leur lieu de création à la grille (figure IV.19), la distribution spatiale est caractérisée par une distance moyenne s_0 et un étalement le long de l'axe de la ligne : Δs . La dispersion en temps de vol $\Delta T_{\Delta s}$ due à la dispersion spatiale provient de la différence entre le parcours des ions créés le plus loin de la grille et ceux créés le plus près. D'autre part, à position s identique, tous les atomes désorbés qui ont atteint la zone d'ionisation ne possèdent pas la même composante de leur vitesse sur l'axe de la ligne, entre les plus lents et les plus rapides au départ il existe une différence de temps de vol $\Delta T_{\Delta e}$ appelée dispersion en énergie. Dans une telle configuration à double accélération (voir le schéma de principe appliqué au cas de COMPLIS sur la figure IV.19) les paramètres de la ligne que constituent les trois distances s_0 , d et D et le rapport des champs électriques E_d/E_s sont optimisés de façon à diminuer la

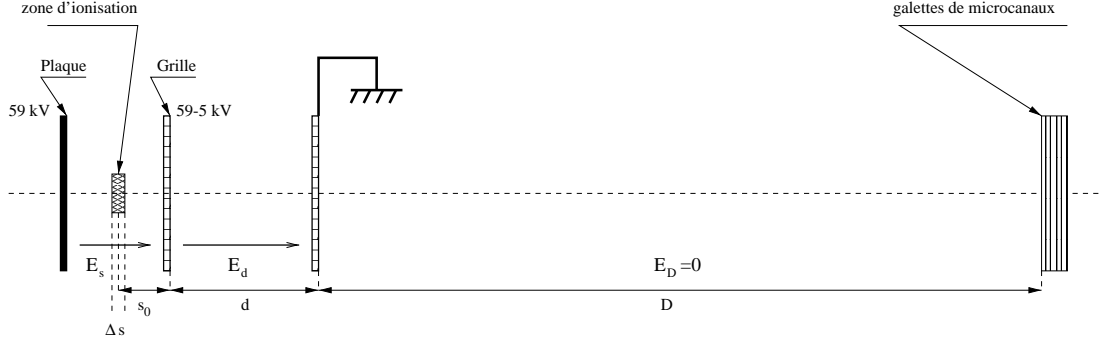


FIG. IV.19: Géométrie de la ligne de temps de vol de COMPLIS.

dispersion spatiale [Wil55]. Les valeurs pour COMPLIS sont reportées dans le tableau IV.3. La dispersion en énergie est pour nous moins critique que dans d'autres systèmes puisque seuls les atomes désorbés projetés vers l'avant sont ionisés. De plus si la région d'ionisation est limitée correctement dans le sens longitudinal (Δs limité) on maximise les chances de sélectionner à un instant donné après la désorption des atomes dotés de vitesses similaires[‡]. La pré-accélération par le champ \vec{E}_s a donc pour principal objectif dans COMPLIS de réduire la dispersion spatiale. Cette réduction relève d'un processus physique simple : les ions créés le plus loin de la grille séjournent plus longtemps dans la partie pré-accélératrice et recueillent donc plus d'énergie que les ions créés plus près de la grille, cette accélération supplémentaire leur permet en quelque sorte de «rattraper» leurs congénères et d'arriver en même temps sur les galettes, autrement dit d'avoir le même temps de vol. Cette situation correspond à un jeu de valeurs donné pour le centre de la distribution spatiale initiale s_0 et des champs accélérateurs \vec{E}_s et \vec{E}_d . Pour le déterminer, il faut d'abord écrire la durée du temps de vol en fonction de l'énergie cinétique initiale U_0 et de la position initiale s (en reprenant les notations de la référence [Wil55]) :

$$T(U_0, s) = T_s + T_d + T_D \quad (\text{B.11})$$

Soit U l'énergie totale de l'ion à l'arrivée :

$$U = U_0 + qsE_s + qdE_d$$

Les différentes portions du temps de vol s'écrivent alors :

$$T_s = \sqrt{2m} \frac{\sqrt{U_0 + qE_s s} \pm \sqrt{U_0}}{qE_s}$$

où les signes $+$ et $-$ devant $\sqrt{U_0}$ correspondent respectivement aux situations où la vitesse initiale de l'ion est dirigée contre le sens de l'accélération et dans le sens de l'accélération. Pour la raison invoquée plus haut nous adoptons le signe $-$. On a aussi :

$$T_d = \sqrt{2m} \frac{\sqrt{U} - \sqrt{U_0 + qsE_s}}{qE_d}$$

[‡]Pour plus de détails sur la distribution des vitesses des atomes désorbés voir § C.3.

	distance	champ
s_0	$\approx 2,5 \text{ cm}$	$E_s = 1724 \text{ V.cm}^{-1}$
d	$6,3 \text{ cm}$	$E_d = 8571 \text{ V.cm}^{-1}$
D	420 cm	$E_D = 0 \text{ V.cm}^{-1}$

TAB. IV.3: Paramètres de la ligne de temps de vol.

et

$$T_D = \sqrt{2m} \frac{D}{2\sqrt{U}}$$

Pour une énergie cinétique initiale donnée, il existe une valeur de s_0 pour laquelle deux ions créés en $s = s_0 \pm \frac{1}{2}\delta s$ se rejoignent au niveau du détecteur, cela revient à considérer qu'autour de ce point une petite variation de l'abscisse de départ ne provoque pas de variation du temps de vol. Formellement, cela signifie que le long d'une courbe représentant le temps de vol en fonction de l'énergie cinétique et de l'abscisse de départ $T(U_0, s)$, la dérivée s'annule : $\frac{\partial T}{\partial s}|_{s_0} = 0$. Cette condition est appelée *condition de focalisation spatiale*. On suppose pour simplifier une énergie cinétique initiale nulle[§] $U_0 = 0$ et on pose :

$$k_0 = 1 + \frac{d}{s_0} \frac{E_d}{E_s}$$

en utilisant l'expression B.11, la dérivée nulle donne :

$$D = 2s_0 k_0^{\frac{3}{2}} \left(1 - \frac{1}{k_0 + k_0^{\frac{1}{2}} s_0} \frac{d}{s_0} \right)$$

Ce qui relie l'ensemble des paramètres de la ligne cités plus haut. On voit par exemple que si toutes les longueurs sont fixées, il est possible de jouer sur le rapport des champs accélérateurs pour obtenir la condition de focalisation spatiale.

En reprenant les valeurs pour COMPLIS du tableau IV.3, pour une masse $A=190$ et un état de charge $q=+1$, on a :

$$\begin{aligned} T_s &\approx 0,8 \mu s \\ T_d &\approx 0,4 \mu s \\ T_D &\approx 17 \mu s \end{aligned}$$

soit un temps vol de l'ordre de $18,5 \mu s$ (qui correspond à une vitesse moyenne de l'ordre de $2,3 \cdot 10^5 \text{ m.s}^{-1}$).

Un exemple de spectre de masse obtenu lors de l'expérience sur l'iridium est présenté sur la figure IV.20. L'écart moyen entre deux pics est d'environ 14 canaux, et la largeur à mi-hauteur du pic de la masse 186 est de 4,4 canaux, ce qui donne une résolution en masse de l'ordre de 600.

[§]On verra plus loin (§§C.3.c) que les atomes sont désorbés avec une vitesse moyenne de l'ordre de quelques 100 m.s^{-1} , c'est-à-dire une énergie cinétique de l'ordre de quelques dixièmes d'eV, négligeable donc devant qsE_s et qdE_d .

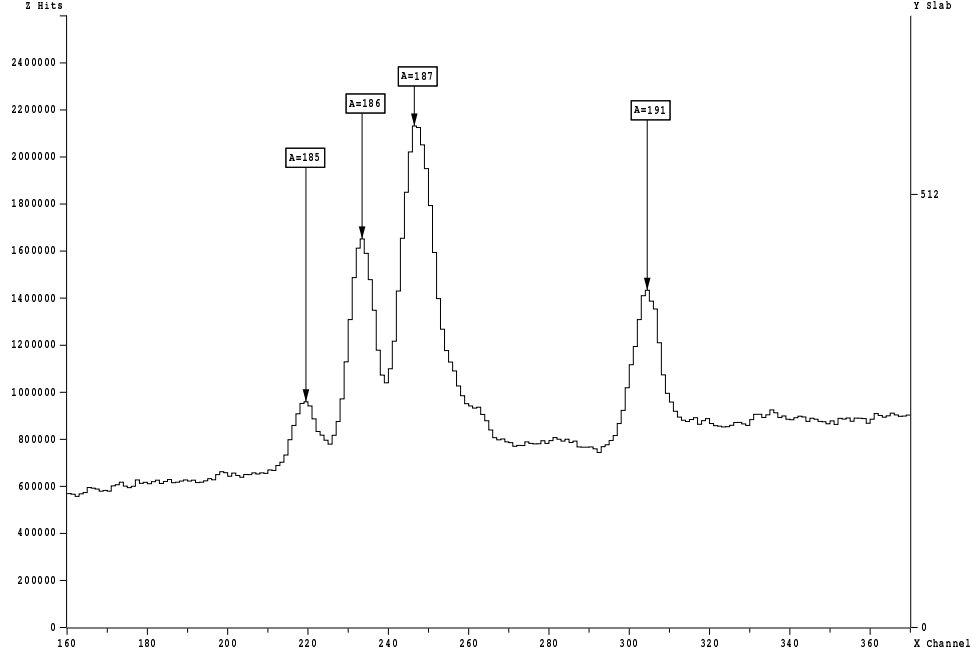
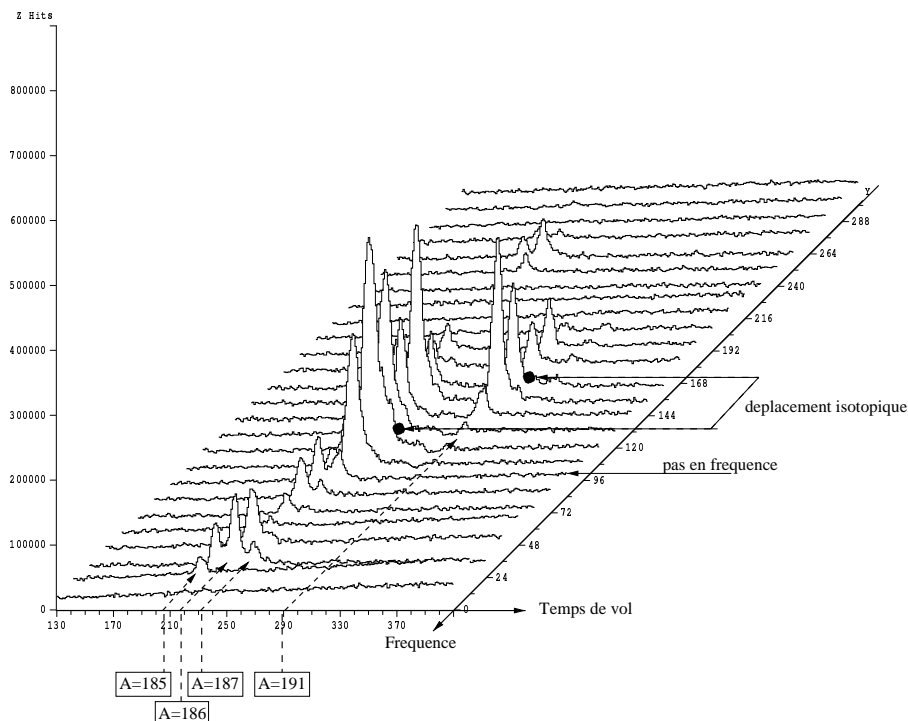


FIG. IV.20: Exemple de spectre de masse obtenu au cours de l'expérience sur les noyaux d'iridium.

4 Constitution d'un spectre

Le balayage en fréquence $\Delta\nu$ correspondant à la mesure du spectre entier est divisé en N pas de $\delta\nu = \Delta\nu/N$. Pour chaque pas, le tir du YAG de désorption est déclenché, ce tir est composé d'une série de n coups (ou impulsions), $4 < n < 50$, assénés à la fréquence de 10 Hz. Le signal délivré par les galettes de microcanaux en fonction du temps est enregistré dans la mémoire d'un oscilloscope numérique Tektronix TDS540. Si la fréquence du premier étage correspond à une transition hyperfine pour un isotope de masse A désorbé à l'instant t_0 alors le signal délivré par les galettes présente un pic au bout d'un temps $t_0 + T_{vol}(A)$, où $T_{vol}(A)$ est le temps de vol de la masse A . Le déclenchement t_0 est donné par exemple par le signal d'ordre de tir du YAG de désorption. Dans l'expérience on laisse en délai de $12 \mu s$ entre la désorption et le tir des faisceaux d'ionisation. $T_{vol}(A)$ est donc la somme de ce délai plus du temps de vol $T_s + T_d + T_D$ défini plus haut. L'oscilloscope effectue la somme des n courbes obtenues pour les n coups correspondant à un pas de fréquence. La station SUN qui gère l'expérience stocke cette courbe dans une matrice. Puis la fréquence du laser du premier étage est décalée de $\delta\nu$, on désorbe, on stocke le signal des galettes etc. jusqu'à avoir effectué le balayage complet $\Delta\nu$ du spectre. On dispose alors en mémoire d'une matrice de données qui à l'allure représentée sur la figure IV.21. La fréquence a été balayée dans le sens décroissant (*i.e.* vers le rouge), les fréquences élevées sont donc situées à l'avant de la matrice. Chaque courbe en temps de vol sur cette projection représente une moyenne sur 12 pas de fréquence, mais le raisonnement est le même que s'il s'agissait directement de la courbe en temps de vol vue à l'oscilloscope. On distingue 4 groupes de pics correspondant à 4 valeurs de temps de vol, il s'agit des masses 185, 186, 187 et 191. Le déplacement en fréquence du barycentre des spectres correspondant à chaque isotope est clairement mis en évidence. On voit par exemple que n'apparaissent que

FIG. IV.21: Exemple de matrice temps de vol \times fréquence.

les masses 185 et 186 sur les courbes en temps de vol à fréquence élevée. Le barycentre des spectres en fréquence des masses 187 et 191 est marqué par un point, le décalage en fréquence qui les sépare constitue la mesure du déplacement isotopique dont sera extraite la variation de rayon carré moyen de charge.

Selon les taux de production du noyau à étudier, nous disposons de deux manières de gérer la succession des implantations et des désorptions : le mode *implantation/désorption* et le mode *point par point*, ce dernier permet d'accumuler les noyaux descendants.

En mode *implantation/désorption*, les ions sont implantés pendant une certaine durée sur le disque de collection qui tourne lentement, typiquement à $0,05^\circ/1,2$ s. Pour avoir un dépôt distribué de manière uniforme, le disque tourne tant que les protons sont envoyés sur la cible de plomb et s'arrête en leur absence. La séquence du déroulement de l'implantation est mémorisée. A la fin de la phase d'implantation, le disque est ramené très rapidement à sa position de départ. La désorption et l'ionisation commencent et on fait à nouveau tourner le disque à la vitesse d'implantation, en suivant la séquence mémorisée. Ainsi, en chaque pas de désorption i.e. à chaque pas de fréquence, les atomes ont subi le même temps d'attente entre l'implantation et la désorption.

En mode *point par point*, les ions sont implantés pendant une durée égale à un nombre entier de macro-cycles de 14,4 s, à position du disque collecteur fixe. Puis le disque tourne lentement pendant que le YAG désorbe les noyaux implantés. On répète cette séquence à chaque pas de fréquence. Au cours de l'expérience sur l'iridium, le mode *implantation-désorption* a été utilisé pour tous les isotopes étudiés sauf ^{182}Ir .

L'orchestration de l'activité des divers éléments du système est assurée par une station SUN,

selon un programme conçu et réalisé à l'IPN [Bar99]. La synchronisation des tâches se fait par l'utilisation de l'horloge de 1,2 s du PS-Booster. Les activités de ces divers éléments sont :

- les mouvements de la cible ;
- les tirs des lasers Nd :YAG de pompage et de désorption ;
- le balayage en fréquence du premier étage d'ionisation ;
- l'ouverture du volet d'accès du faisceau d'ion d'ISOLDE à COMPLIS.

En outre, la station assure l'enregistrement des données expérimentales :

- la longueur d'onde de la fréquence du premier étage d'ionisation mesurée par le lambda-mètre ;
- l'enregistrement des spectres de temps de vol, vidés par l'oscilloscope ;

et assure l'interface avec les expérimentateurs au travers de :

- la visualisation en ligne des spectres ;
- la prise en compte des paramètres de gestion de l'expérience fournie par les utilisateurs.

C Spectroscopie laser

1 L'ionisation résonnante

Le principe de la spectroscopie par ionisation résonnante (RIS) consiste à balayer la fréquence d'émission du laser autour de la transition résonnante d'un atome situé dans un état quantique donné vers un autre état lié. Au cours de la même impulsion laser cet état intermédiaire est photoionisé (soit directement soit encore au travers d'autres étapes résonnantes) de sorte que le nombre d'ionisations en fonction de la fréquence de la première étape d'excitation présente un pic de résonance. Cette technique présente deux qualités essentielles :

- une grande sélectivité : la combinaison des fréquences peut difficilement conduire à l'ionisation de l'atome lorsqu'il est situé dans d'autres états d'énergie que celui sélectionné[¶] ;
- une grande efficacité : lorsque les conditions de saturation du processus (que nous allons développer maintenant) sont réunies, tout atome placé dans l'état quantique sélectionné sera ionisé.

Ces propriétés avaient été recherchées lors de l'élaboration de cette technique pour dénombrer des populations d'états excités d'espèces atomiques présentes sous forme de traces à l'état gazeux dans le cadre de l'étude de l'effet de Jesse [Jes55, Hur79] et la mise au point de systèmes de détection d'un atome unique [Hur76, Hur79] (voir aussi les nombreuses références incluses). Une telle technique est parfaitement adaptée à nos attentes : lorsque la fréquence du laser correspond à une transition entre deux niveaux hyperfins, on peut supposer que l'on peuple l'état excité proportionnellement à la section efficace d'absorption c'est-à-dire proportionnellement à la probabilité de transition entre ces deux états ; le but est ensuite d'ioniser complètement cette population d'états excités de façon à détecter à l'aide du compteur proportionnel (galettes de microcanaux) un nombre d'ions lui même proportionnel à la probabilité de transition.

Les caractéristiques principales du processus d'ionisation résonnante peuvent être décrites de manière simple en se cantonnant au cas de l'ionisation d'un atome dans son état fondamental au travers de deux transitions induites par l'absorption de deux photons d'énergie $h\nu$. Le schéma correspondant à cette situation est représenté figure IV.22. Sans entrer dans la théorie sous-jacente entièrement détaillée par G. S. Hurst *et al.* [Hur79], nous nous contenterons ici d'étudier ce processus sous l'angle des taux de transition afin de comprendre les contraintes imposées aux intensités lumineuses des lasers pour mener à bien l'ionisation résonnante. On désigne par $\bar{\sigma}_a$ et $\bar{\sigma}_s$ les sections efficaces moyennes d'absorption et d'émission stimulée entre les niveaux fondamental (1) et excité (2). Les taux de transition associés sont $\dot{\Phi}\bar{\sigma}_a$ et $\dot{\Phi}\bar{\sigma}_s$, où $\dot{\Phi}$ représente le flux de photons. On désigne par Γ_{21} le taux de décroissance spontané du niveau excité et β le taux de destruction de ce niveau par des processus concurrents, c'est à dire tout processus conduisant à un état non photoionisable (décroissance vers un état atomique inaccessible, destruction de l'état par collision, réaction chimique). Enfin, on désigne par σ_I la section efficace de photoionisation, le taux de transition associé étant bien entendu $\dot{\Phi}\sigma_I$. Les sections efficaces $\bar{\sigma}_a$ et $\bar{\sigma}_s$ correspondent à un processus résonnant ce qui n'est pas le cas pour une transition vers un continuum : les valeurs standards de $\bar{\sigma}_a$ et $\bar{\sigma}_s$ sont de l'ordre de 10^{-11} à 10^{-14} cm² et pour σ_I : de l'ordre de 10^{-17} à 10^{-19} cm² [Dez90]. σ_I étant négligeable devant $\bar{\sigma}_a$ et $\bar{\sigma}_s$: dès que le flux est suffisant on commence à peupler l'état 2. Mais si l'on

[¶]Il existe cependant un processus concurrent d'ionisation non résonnante à plusieurs photons [Hur79].

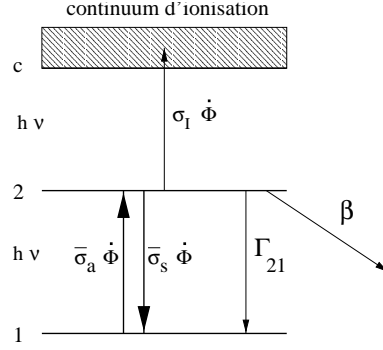


FIG. IV.22: Schéma de principe de l'ionisation résonnante à deux photons.

cherche à ioniser cette population en dépit de la décroissance naturelle et de la décroissance par les processus concurrents on voit qu'il est nécessaire d'imposer une condition au flux de photons :

$$\dot{\Phi} \sigma_I \gg \beta + \Gamma_{21}$$

Cette condition est appelée *condition de flux*. En prenant pour ordre de grandeur de β : 10^8 s^{-1} [Dez90], on doit donc disposer pour le premier étage d'excitation de $\dot{\Phi} \gg 10^{19} - 10^{22} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et pour la transition vers le continuum $\dot{\Phi} \gg 10^{25} - 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Un quantum d'énergie vaut $\frac{hc}{\lambda}$, et dans notre situation d'une configuration d'ionisation à trois étages, la longueur d'onde de la transition hyperfine vaut $\lambda_1 = 351,7 \text{ nm}$, celle de la transition du premier état excité vers le second, $\lambda_2 = 323,3 \text{ nm}$ et celle de la transition vers le continuum, $\lambda_3 = 646,6 \text{ nm}$ (figure IV.2). La condition de flux se traduit pour les puissances des faisceaux laser : pour la première et la deuxième étape d'excitation par : $\mathcal{P} \gg 6 - 6000 \text{ W.cm}^{-2}$, ou pour l'étape vers le continuum par : $\mathcal{P} \gg 3.10^6 - 3.10^8 \text{ W.cm}^{-2}$. Cette dernière, en particulier pour l'UV (λ_1 et λ_2) qui est obtenu après doublage en fréquence, nécessite l'utilisation de lasers pulsés. La durée de l'impulsion suppose une contrainte supplémentaire sur l'intensité des faisceaux. En effet pour espérer complètement ioniser la population de l'état 2 durant la durée T de l'impulsion, il est nécessaire que la durée moyenne d'ionisation t_i soit courte devant celle-ci : $t_i \ll T$. Autrement dit, qu'il se trouve assez de photons dans l'impulsion pour conduire à l'ionisation complète : il s'agit d'une condition qui va donc porter sur la *fluence* Φ du faisceau (nombre de photons par cm^2) et qui s'écrit :

$$\frac{g_2}{g_1 + g_2} \sigma_I \dot{\Phi} T = \frac{g_2}{g_1 + g_2} \sigma_I \Phi \gg 1$$

où g_i désigne le poids statistique du niveau i (on trouve une démonstration propre de cette formule dans les références [Hur76, Hur79] par exemple). Les poids statistiques sont ici égaux au nombre de sous-états magnétiques disponibles : $g_1 = 2F + 1$ et $g_2 = 2F' + 1$. Le rapport $\frac{g_2}{g_1 + g_2}$ est inférieur à un, il est généralement de l'ordre de 0,5. La condition de fluence s'écrit alors : $\Phi \gg \frac{2}{\sigma_I}$, soit, pour la première et la deuxième étape : $\Phi \gg 2.10^{11} - 2.10^{14} \text{ cm}^{-2}$ correspondant à $0,1 - 100 \mu\text{J.cm}^{-2}$ et pour la transition vers le continuum : $\Phi \gg 2.10^{17} - 2.10^{19} \text{ cm}^{-2}$ correspondant à $0,06 - 6 \text{ J.cm}^{-2}$.

Les conditions de flux et de fluence réunies représentent en fait une limite (recherchée pour qui veut pousser la détection jusqu'à l'atome unique) appelée saturation de l'ionisation résonnante.

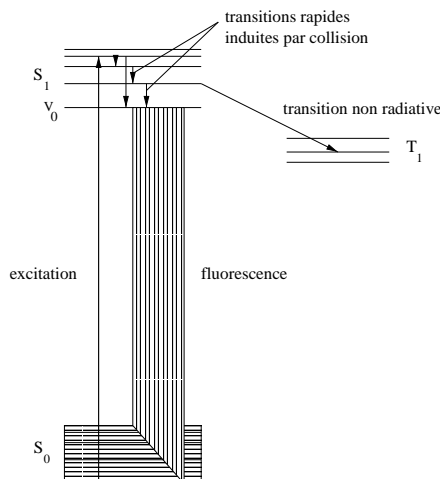


FIG. IV.23: Cycle du pompage dans les molécules de colorant.

Il y a saturation lorsque tout atome situé dans son état fondamental avant d'interagir avec le champ de photon d'un laser pulsé est converti en un couple ion-électron durant l'impulsion du laser, autrement dit lorsque l'efficacité du processus d'ionisation résonnante est 1. Dans notre cas, on ne cherche à remplir ces conditions que pour les deux derniers étages. L'intensité pour le premier étage doit être suffisante pour réaliser un nombre de transitions hyperfines proportionnel à la section efficace durant la durée de l'impulsion.

2 Les lasers

2.a Choix des lasers

Nous venons de voir que des conditions de puissance proches de la saturation du processus d'ionisation résonnante assurent la photoionisation d'un atome dès son apparition dans un état du multiplet excité. Ces conditions requièrent l'utilisation de lasers fonctionnant en impulsion. Mais afin de séparer les différentes transitions hyperfines, il est également nécessaire de disposer, pour le premier étage d'excitation, d'une source lumineuse à haute résolution et accordable. Une solution au problème de réunir les propriétés de puissance et de résolution dans un même système laser a été mise au point au Laboratoire Aimé Cotton [Pin77, Lib83], et désignée sous le nom de laser "Compulsé". Les exigences sur la résolution sont moins critiques pour les deux étapes suivantes d'excitation puisque le continuum d'ionisation doit être atteint à partir de n'importe quel niveau hyperfin du multiplet excité. Pour réaliser cette étape on utilise un laser à colorant pulsé du type Lambda-Physik FL 3002.

2.b Description du système

2.b.i Principe du fonctionnement d'un laser à colorant Les deux lasers mentionnés ci-dessus fonctionnent sur le principe des lasers à colorant. Dans ces lasers, comme leur nom l'indique, le milieu actif (ou milieu amplificateur) est constitué de molécules de colorants dissoutes dans un liquide. A chaque état électronique de la molécule (notés S sur la figure IV.23) correspond de nombreux mouvements rotationnels et vibrationnels possibles. Les col-

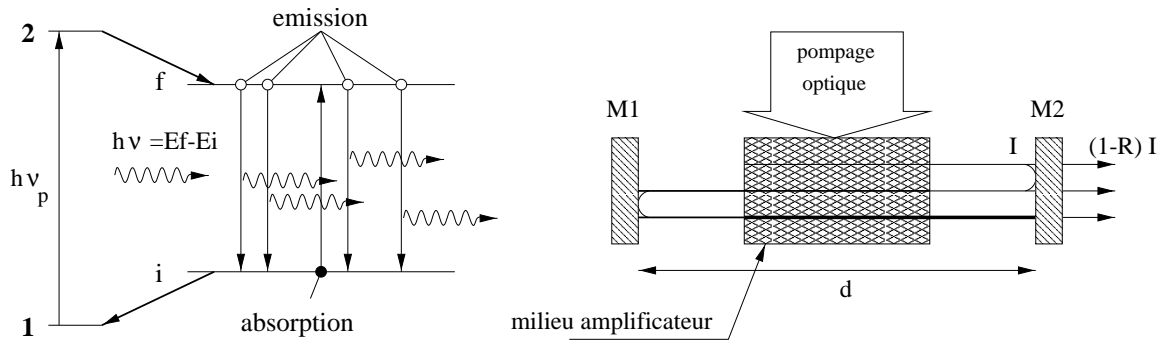


FIG. IV.24: A gauche : schématisation du gain. A droite : principe de fonctionnement d'une cavité laser

lisions non élastiques avec les molécules du solvant induisent des transitions non radiatives très rapides ($10^{-11} - 10^{-13}$ s) entre ces niveaux roto-vibrationnels et contribuent à leur élargissement. Cet élargissement allié à leur densité importante se traduit par l'apparition d'un quasi-continuum d'états. Lors du pompage du milieu actif, la transition se passe entre les états rotationnels et vibrationnels associés à l'état électronique S_0 , peuplés thermiquement, vers des niveaux associés à l'état électronique S_1 . Ceux-ci se dés excitent de manière non-radiative très rapidement vers le niveau vibrationnel le plus bas noté V_0 sur le schéma. La décroissance peut ensuite se faire vers n'importe quel état roto-vibrationnel du niveau électronique fondamental. Le spectre de fluorescence de la molécule présente donc une distribution en fréquence large et homogène. Cette propriété de la fluorescence des molécules est utilisée pour créer des lasers oscillant sur une gamme étendue de fréquence.

Le principe du pompage du milieu amplificateur est résumé sur le schéma à gauche de la figure IV.24. Le pompage consiste à peupler le niveau excité f (ce niveau représente en fait le niveau vibrationnel V_0 pour le cas d'un colorant) par dés excitation rapide d'un autre niveau noté 2 (représentant un des niveaux associés à l'état électronique S_1). La transition entre le niveau fondamental 1 et le niveau excité 2 est induite par l'absorption d'un photon à la fréquence de pompage ν_p . Lorsque le pompage du milieu amplificateur est suffisant, on peuple le niveau excité f jusqu'à créer une inversion de population : $N_f > N_i$. Le processus majoritaire lors du passage d'un photon de fréquence $\nu = (E_f - E_i)/h$ dans le milieu n'est plus alors l'absorption mais l'émission stimulée, il se produit une sorte de phénomène d'avalanche et le gain est alors très fort, le laser est en régime d'amplification. Au départ toute la lumière désordonnée du spectre de fluorescence du colorant est présente dans la cavité. Mais cette cavité (fermée par les miroirs M_1 et M_2 sur la figure IV.24) possède des pertes et la population de photons qui subit le moins de pertes va croître au dépend de toutes les autres. Ce point est important pour comprendre le phénomène d'injection sur lequel est basé le fonctionnement du laser "Compulsé". Pour l'instant il nous permet de comprendre que seuls les photons qui participent à une interférence constructive au bout d'un aller-retour dans la cavité finissent par être présents. Leur longueur d'onde est donc déterminée par la longueur de la cavité : $\lambda_m = \frac{2d}{m}$, m entier, chacune de ces longueurs d'onde constituant un mode d'oscillation. L'amplification provoque une diminution de la population N_f , et à la fin de ce régime d'amplification, le laser s'installe dans un régime stationnaire où le pompage compense exactement l'émission stimulée et les pertes. Il se forme une onde électromagnétique stationnaire au sein de la cavité dont une partie sort par transmission au travers d'un des deux miroirs qui la referme (M_2 sur la figure



FIG. IV.25: Cavité du laser  Compuls  .

IV.24) et constitue le faisceau laser.

Si le spectre de fluorescence est large, le laser peut osciller sur un grand nombre de modes. Or nous avons vu la nécessité d'opérer avec une grande résolution pour le premier étage d'excitation, ce qui signifie en fait à mode unique. Pour sélectionner ce mode unique d'oscillation, on introduit dans la cavité des éléments sélecteurs pour augmenter les pertes à toutes les fréquences sauf celle qui nous intéresse.

2.b.ii Principe du  Compuls   Ce laser, fonctionnant sur le principe de l'injection, a été conçu et réalisé au Laboratoire Aimé Cotton [Pin77, Lib83]. Il est constitué d'une cavité de laser à colorant continu monomode accordable (Coherent Model 599) dans laquelle est ajoutée une cellule à colorant pomp e par le faisceau d'un laser Nd :YAG pulsé. Le montage de cette cavité est représenté figure IV.25. L'injection consiste, durant la période de transition où le gain est important, à imposer une fréquence précise d'oscillation en peuplant la cavité d'une population largement majoritaire de photons à cette fréquence. Une très forte amplification est assurée pendant la durée de l'impulsion du YAG lors du passage de ces photons dans la cellule à colorant supplémentaire. On obtient ainsi à la sortie de la cavité une impulsion de grande intensité pulsée et bloquée à la fréquence choisie.

La source lumineuse est constituée par un jet de colorant (en A sur la figure IV.25) excité par un laser à Argon. Pour assurer de bonnes propriétés optiques à la zone de gain délimitée par le faisceau de pompage, le jet doit être très stable et s'écouler en flux laminaire. On utilise donc un solvant de viscosité  lev e^{||}. D'autre part l'écoulement doit être assez rapide pour garantir le renouvellement du colorant.

Il faut bien entendu s'assurer que la fréquence du mode sélectionné $\lambda_m = \frac{2d}{m}$ est stable, autrement dit que la longueur de la cavité d reste constante en dépit des vibrations. Pour ce

^{||} Pour obtenir après doublage en fréquence la longueur d'onde voulue $\lambda = 351,5$ nm (UV), la cavité monomode doit osciller à $\lambda = 703$ nm (rouge). Le colorant que nous avons employé pour le jet était la Pyridine 2 (LDS 722) dissoute dans de l'éthylène glycol. La fluorescence étant déplacée vers les courtes longueurs d'onde en excitation en impulsion, on fait circuler dans la cellule un colorant à fluorescence plus rouge, en l'occurrence ici, la Pyridine 1 (LDS 698) dissoute dans du DMSO (diméthyl-sulfoxyde).



FIG. IV.26: Courbe de gain de la cavité du laser monomode pulsé.

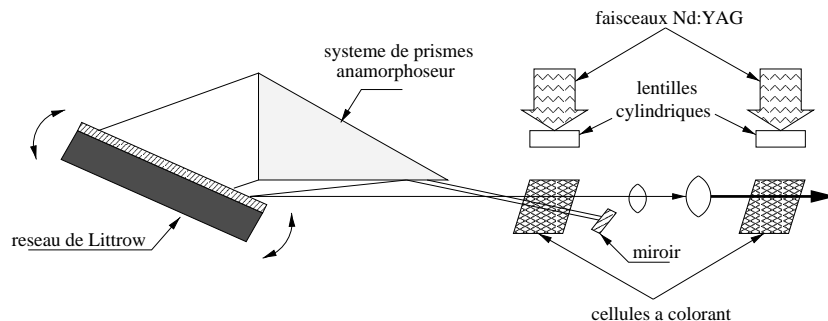


FIG. IV.27: Cavité du laser Lambda-Physik.

faire, une partie du faisceau est prélevée à la sortie de la cavité en deux points (en G et H sur la figure IV.25). L'un des deux faisceaux traverse un étalon Fabry-Pérot de référence, stabilisé en température. Lorsque la longueur d'onde change, l'intensité du faisceau transmis par le FP change aussi. Un système de contre-réaction émet un signal électrique en fonction de la comparaison entre cette intensité et celle de l'autre faisceau prélevé qui sert de normalisation. Ce signal électrique est transmis au support piezo-électrique du miroir M_2 ainsi qu'à la lame à angle de Brewster (élément C) dont l'inclinaison par rapport à l'axe du faisceau peut varier légèrement autour de la valeur de l'angle de Brewster. Ces deux éléments permettent de rétablir la longueur totale de la cavité en compensation des vibrations à haute fréquence pour le miroir et à basse fréquence pour la lame.

La sélection du mode résonnant se fait au moyen d'éléments de longueur spectrale libre de plus en plus courte. La courbe du gain en fonction de la fréquence en tenant compte des pertes imposées par les éléments sélectifs est représentée sur la figure IV.26. Le filtre biréfringent à trois lames (ou filtre de Lyot, élément E de la figure IV.25) offre une première coupe dans la courbe de gain. L'étalon fin (élément B) et l'étalon épais (élément D) sont deux interféromètres de Fabry-Pérot dont les pics d'interférences successifs sont séparés respectivement de ≈ 200 GHz et ≈ 10 GHz. La longueur de la cavité étant de l'ordre de 50 cm, les modes sont séparés de 0,28 GHz. Le mode centré sur le maximum de transmission de l'étalon fin est celui sur lequel va osciller la cavité (il constitue la fréquence injectée). Lors du balayage en fréquence, la longueur de la cavité ainsi que le maximum de transmission des éléments sélecteurs doivent être modifiés simultanément afin de ne pas provoquer de saut de mode (280 MHz d'un seul coup!), aussi l'épaisseur de l'étalon épais ainsi que l'angle d'inclinaison de l'étalon fin doivent être contrôlés simultanément avec la longueur de la cavité. La plus grande amplitude de balayage en fréquence supportée par le système est de ± 15 GHz autour de la fréquence centrale, cette limitation nous contraint à enregistrer les spectres hyperfins très larges par morceaux avec un ou deux pics communs pour effectuer le raccord en fréquence (comme cela a été le cas pour ^{186}Ir).

2.b.iii Le laser à colorant pulsé Lambda-Physik Ce laser fonctionne sur un principe relativement moins complexe que le précédent, son schéma est représenté sur la figure IV.27. Le milieu amplificateur, constitué d'un flux de colorant circulant au travers d'une cellule**,

** Les longueurs d'onde pour l'ionisation sont 646 nm et 323 nm (obtenue après doublage en fréquence), le colorant choisi en conséquence était le DCM dissout dans du DMSO.

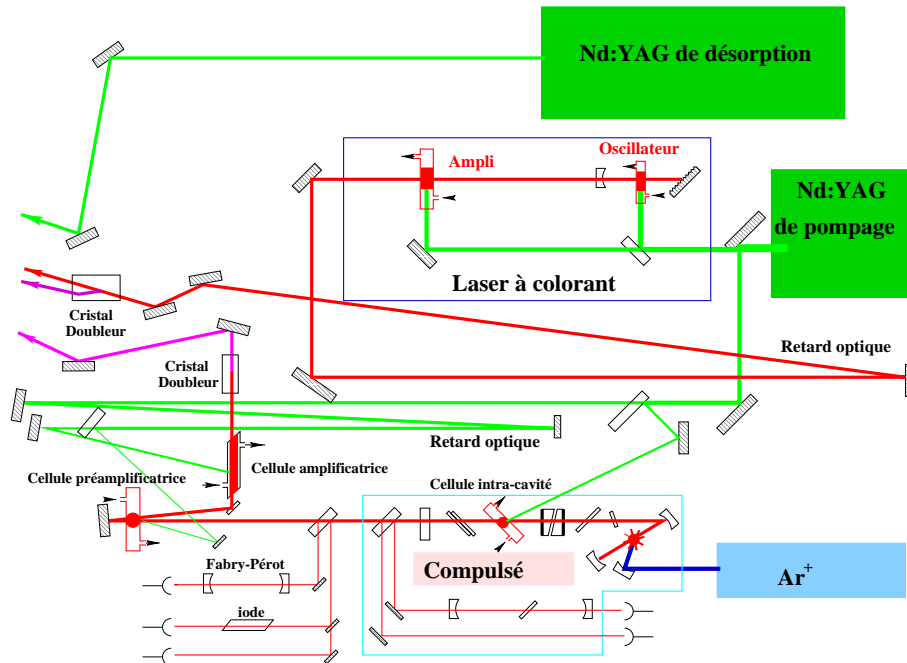


FIG. IV.28: Ensemble laser à COMPLIS.

est pompé de manière transverse par un faisceau de laser Nd :YAG pulsé, focalisé au travers d'une lentille cylindrique. La cavité est fermée à une extrémité par un réseau de Littrow, son inclinaison par rapport à l'axe de la cavité peut varier, permettant ainsi de sélectionner la fréquence d'oscillation. Le faisceau est étalé sur le réseau à l'aide d'un système de prismes placé dans la cavité de façon à obtenir une bonne sélectivité en fréquence (la résolution d'un réseau est proportionnelle au nombre de fentes illuminées, sur ce système elle est de l'ordre de 3 GHz). La sortie du faisceau de la cavité se fait par la réflexion partielle sur l'entrée du système de prismes qui, tombant sur le réseau, est renvoyée dans la première cellule à colorant. Le faisceau émis par la cavité est ainsi amplifié une première fois dans cette cellule, puis une deuxième fois au passage d'une seconde cellule pompée par un faisceau pulsé provenant du même laser Nd :YAG.

2.b.iv Schéma laser de l'ionisation Le schéma global du système constitué par les deux lasers à colorant que l'on vient de décrire, le laser Nd :YAG de pompage ainsi que le laser Nd :YAG de désorption est représenté sur la figure IV.28. La fréquence d'impulsion des lasers Nd :YAG est de 10 Hz.

Le faisceau monomode pulsé du "Compulsé" est amplifié à sa sortie de la cavité en passant successivement au travers de deux cellules à colorant pompées par le laser Nd :YAG, faisant office de pré-amplificateur et d'amplificateur. La raison d'être du pré-amplificateur est d'éviter d'obtenir toute l'amplification par passage dans une seule cellule. La cellule à colorant amplifie le signal mais également le bruit, si un amplificateur trop fortement excité est attaqué par un signal trop faible, ce bruit risque de complètement le noyer. La gain au passage dans le pré-

amplificateur est de l'ordre de 10 et dans l'amplificateur^{††} de 100-1000. Pour une puissance de pompage du laser à argon de 1,6 W on mesure une puissance continue de 20 mW de faisceau monomode à la sortie de la cavité ce qui donne une idée du prix en puissance à payer pour obtenir la résolution requise. La puissance du faisceau après amplification est de l'ordre de quelques μJ par impulsion, soit pour une durée d'impulsion de 10 ns une puissance crête de 10^3 W. Une petite partie du faisceau continu non doublé en fréquence est prélevée et analysée par une cavité Fabry-Pérot. Cette analyse permet de relier le balayage en fréquence à un nombre de franges à la sortie de cette cavité et de disposer ainsi d'une échelle relative en fréquence.

La transition entre les niveaux hyperfins correspond à une longueur d'onde $\lambda_1 = 351,7$ nm située dans l'ultra-violet. Cette longueur d'onde est obtenue par doublage en fréquence du faisceau émis par le "Compulsé" au travers d'un cristal non-linéaire, l'efficacité du processus de doublage en fréquence est de l'ordre de 10%.

Le faisceau pulsé du Lambda-Physik est également envoyé vers un cristal non linéaire (DCC 2). La composante doublée $\lambda = 323,3$ nm ainsi que la composante fondamentale $\lambda = 646,6$ nm permettent la photoionisation de l'état hyperfin excité. Afin de saturer le processus, la puissance est ici plus importante : de l'ordre de 8 – 10 mJ par impulsion (avant passage dans le cristal), soit une puissance crête de l'ordre de 10^6 W.

L'ensemble des trois faisceaux d'ionisation pulsés ainsi que le faisceau du YAG de désorption, sont envoyés vers la chambre d'interaction située environ 15 m en contrebas de la salle laser, dans le hall expérimental d'ISOLDE.

3 Efficacité et résolution

3.a Configuration spatiale de l'ionisation

Les atomes libérés du substrat par l'impulsion de chauffage du YAG de désorption diffusent en direction de la zone d'ionisation découpée dans l'espace par le croisement des trois faisceaux laser. La situation est schématisée à gauche sur la figure IV.29. Au bout d'un temps t_d après cette impulsion pendant lequel les atomes diffusent ($t_d = 10 \mu s$ dans l'expérience sur l'iridium), le tir des faisceaux d'ionisation est déclenché. Les faisceaux du deuxième et troisième étage arrivent confondus et croisent le faisceau du premier étage de manière orthogonale formant un parallélépipède de côtés notés a, b et c dans la partie droite de la figure IV.29. Pour simplifier la discussion j'ai attribué aux faisceaux ces formes simples, elles sont en réalité beaucoup plus irrégulières, mais elles permettent ici un raisonnement sur l'efficacité et la résolution tout à fait général et donc également valable pour des formes plus compliquées.

3.b Elargissement Doppler

Pour un atome se déplaçant à une vitesse v en direction de l'observateur, le décalage spectral dû à l'effet Doppler est :

$$\frac{\delta\omega}{\omega} = \frac{v}{c}$$

L'élargissement des raies est donc lié à la composante de la vitesse des atomes parallèle à l'axe du faisceau assurant la transition hyperfine. Dans l'axe de ce faisceau, la largeur de la

^{††}Le colorant employé dans ces cellules est le même que celui de la cellule intracavité : Pyridine 1 dissoute dans du DMSO.

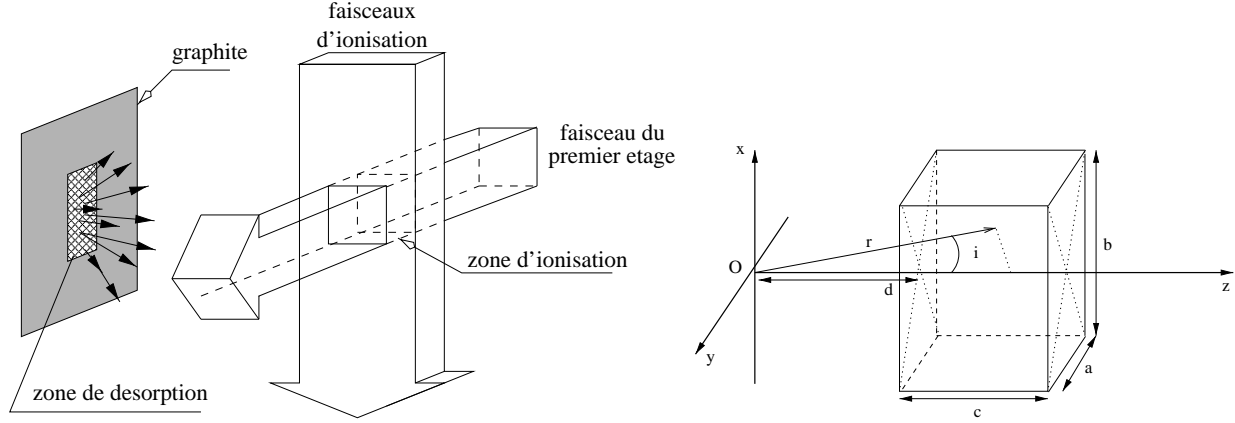


FIG. IV.29: Configuration géométrique de l'ionisation. Partie droite : la surface du graphite est dans le plan (x,y).

zone d'ionisation est a . Le YAG de désorption est focalisé en une tache étroite suivant l'axe du faisceau du premier étage (axe y sur la figure IV.29) et allongée suivant l'axe de l'autre faisceau (axe x sur la figure IV.29). Pour que les atomes désorbés atteignent le parallélépipède au bout d'un temps t_d , il faut que la composante maximale de leur vitesse suivant l'axe du faisceau du premier étage soit :

$$v_{\perp max} = \frac{a}{t_d}$$

Pour les atomes qui s'éloignent de la source lumineuse avec une vitesse $v_{\perp max}$, le décalage est $-\frac{|\delta\omega|}{\omega} = -\frac{a}{2ct_d}$ et pour ceux qui s'en approchent $\frac{|\delta\omega|}{\omega} = \frac{a}{2ct_d}$. Au total, on considère que l'élargissement Doppler est [Pin97] :

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{a}{c t_d} \quad (C.12)$$

Il dépend uniquement du temps de diffusion et de la largeur de la zone d'ionisation. Pour une largeur de faisceau d'environ 1 mm (ce qui correspond aux conditions expérimentales), et la longueur d'onde utilisée pour le premier étage $\lambda = 351,7$ nm, on obtient un élargissement de $\Delta\nu \approx 290$ MHz avec un temps de diffusion de $t_d = 10 \mu s$ et $\Delta\nu \approx 190$ MHz avec temps de diffusion de $t_d = 15 \mu s$. Pour améliorer la résolution, on a tout intérêt à diminuer a et à augmenter t_d . Mais ces deux quantités jouent également un rôle important dans l'efficacité.

3.c Efficacité

La question est maintenant de connaître la proportion des atomes désorbés qui se trouvent dans la zone d'ionisation au bout d'un temps t_d de diffusion. Pour cela il est nécessaire d'avoir une idée de la distribution des vitesses de ces atomes. On peut se représenter la désorption comme une source d'atomes pulsée, à une température T_s durant la durée de l'impulsion, T_s correspondant approximativement à la température maximum atteinte au cours de l'impulsion de désorption, soit environ 4000°K pour le pyrolytique «Normal» (voir 2). On suppose une distribution de Maxwell des vitesses, piquée vers l'avant. C'est-à-dire que, afin de tenir compte du fait que les atomes sont désorbés plutôt vers l'avant, on multiplie la distribution isotrope

par un facteur $\cos i$ [Pin97] où i désigne l'angle formé par le vecteur position de l'atome \vec{r} et l'axe z (figure IV.29). On écrit donc le nombre moyen de noyaux par unité de volume animés d'une vitesse comprise entre \vec{v} et $\vec{v} + d\vec{v}$:

$$f(\vec{v})d^3\vec{v} = C \cos i e^{-\frac{1}{2} \frac{mv^2}{k_B T}} d^3\vec{v}$$

où k_B est la constante de Boltzmann et $v = |\vec{v}|$ représente la norme de la vitesse et C une constante de normalisation. En remplaçant \vec{v} par $\frac{\vec{r}}{t_d}$ et en profitant de la symétrie par rotation autour de l'axe z on peut écrire cette expression sous la forme :

$$f(r, \cos i) dr d\cos i = 2\pi C r^2 \cos i e^{-\frac{1}{2k_B T} \frac{mr^2}{t_d^2}} dr d\cos i$$

La constante de normalisation C vaut :

$$C = 4 \left(\frac{3}{2\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{t_d^3 v_{rms}^3} N$$

où N est le nombre total d'atomes désorbés et v_{rms} est la racine de la vitesse carrée moyenne $v_{rms} \equiv (\overline{v^2})^{\frac{1}{2}}$. Pour un atome de masse 190 à 4000°K, $v_{rms} \approx 720 \text{ m.s}^{-1}$. En considérant comme nous l'avons fait une zone d'ionisation parallélépipédique et en utilisant les dimensions correspondant aux conditions expérimentales : $a \approx 1 \text{ mm}$ et $b = c \approx 5 \text{ mm}$, on peut alors calculer la probabilité pour un atome désorbé d'être situé dans la zone d'ionisation. Il est intéressant de tracer cette probabilité en fonction de la distance d pour plusieurs temps de diffusion t_d différents. Sur la figure IV.30 sont présentés les résultats de quatre calculs ($t_d = 5, 10, 15$ et $20 \mu\text{s}$), on peut remarquer qu'à une distance d donnée correspond un temps de diffusion où la probabilité présente un maximum. Par exemple lorsque d vaut 5 mm, les meilleures chances de trouver un atome dans la «boîte» se trouvent aux bout d'un temps de diffusion de $10 \mu\text{s}$ (dans les conditions expérimentales $d = 4,5 \text{ mm}$ et $t_d = 12 \mu\text{s}$). La probabilité vaut alors un peu moins de 2%. Cela signifie que la proportion des atomes désorbés qui servent à l'expérience est de l'ordre de 1/100. On est dans ces conditions tenté de se placer au plus près de la zone de désorption et de déclencher les faisceaux d'ionisation rapidement après l'impulsion du YAG. Le choix de la position d du croisement des lasers est limité par la structure des électrodes du système ralentissement-accélération (figure IV.18) : $3 \text{ mm} \leq d \leq 31 \text{ mm}$. D'autre part, l'élargissement Doppler variant avec t_d selon la formule C.12, diminuer le temps de diffusion revient à perdre de la résolution. Pour garder la même résolution il faudrait alors diminuer l'épaisseur du faisceau d'ionisation a , ce qui, réduisant les dimensions de la zone d'ionisation, réduit d'autant les chances d'y trouver un atome, et donc l'efficacité.

3.d Efficacité globale

Le nombre de facteurs qui entrent dans l'efficacité globale du système est important, et tous ne sont pas bien compris. J'en ai discuté deux en détail : l'efficacité de la désorption et la proportion des atomes désorbés présents dans la zone d'ionisation. Pour le premier, le calcul effectué avec les paramètres concernant la forme de l'implantation donné au paragraphe 2 conduit à une proportion de 47% de la population implantée effectivement évacuée du graphite. Pour le deuxième, nous venons de voir qu'il est de l'ordre de 1/100. L'efficacité d'ionisation avait été estimée pour le système expérimental PILIS II [Kil92, LeB92], très

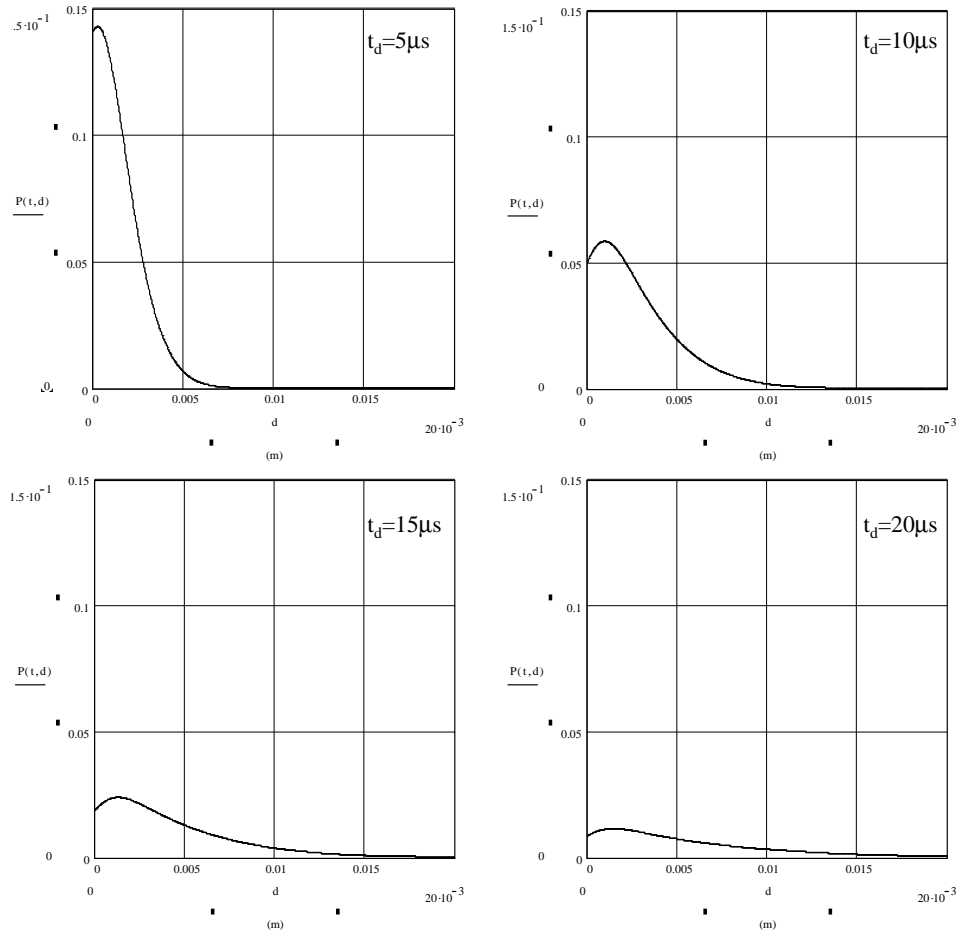


FIG. IV.30: Probabilité d'un atome désorbé de se trouver dans le parallélépipède défini par le croisement des trois faisceaux laser d'ionisation en fonction de la distance à laquelle a lieu le croisement et au bout d'un temps t_d de diffusion.

similaire à COMPLIS et fonctionnant également sur le principe de l'ionisation résonnante. Nous considérerons qu'il reste le même, soit 10%. L'efficacité du transport vers les galettes est de l'ordre de 70% et l'efficacité de détection des galettes de microcanaux de 100%. Le bilan de ces facteurs est reporté dans le tableau ci-dessous.

Efficacité mesurée	10^{-6}
Proportion désorbée	0,5
Zone d'ionisation	0,01
Efficacité d'ionisation	0,1
Efficacité du transport	0,7
Efficacité de détection	1
Facteur restant	3.10^{-3}

Le facteur restant est important. Une partie de ce facteur peut provenir d'un problème de recouvrement entre la tâche focale du faisceau de désorption et la distribution d'implantation et/ou du mauvais recouvrement des faisceaux d'ionisation et du nuage de désorption. Par ailleurs, le processus de désorption ionise sans doute directement une partie des atomes ou les place dans des états métastables inaccessibles à l'ionisation résonnante.

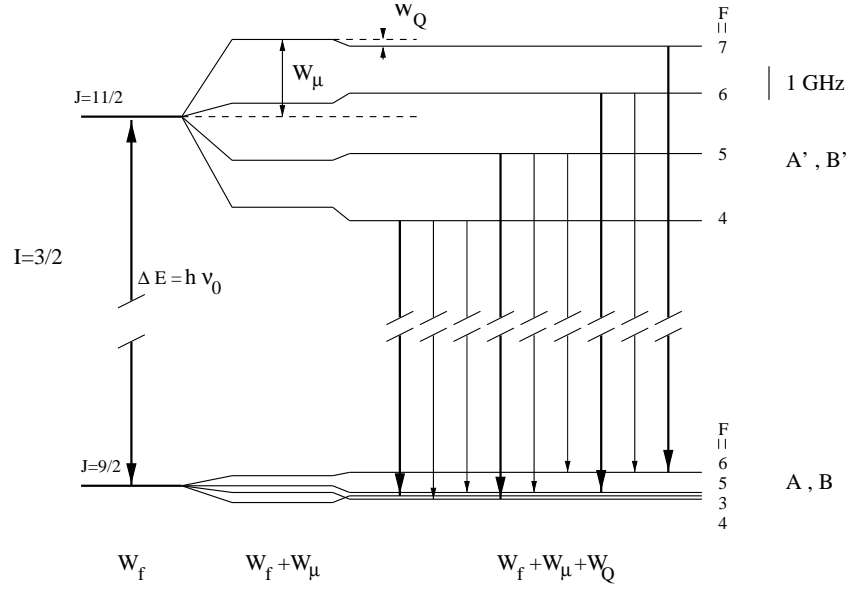


FIG. IV.31: Schéma des niveaux hyperfins de ^{191}Ir ($I = \frac{3}{2}$). Les énergies relatives des niveaux à l'intérieur de chaque multiplet sont à l'échelle.

D Exploitation des spectres

1 Position du problème

Soit l'expression de l'énergie d'un état atomique hyperfin :

$$W(F, I, J) = W_f + A \frac{C}{2} + B \frac{\frac{3}{2}C(C+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{4I(2I-1)J(2J+1)} \quad (\text{D.13})$$

avec $C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$, et W_f , le terme d'énergie de structure fine. Sur le schéma de la figure IV.31 les niveaux atomiques de ^{191}Ir sont représentés pour les deux multiplets $J = 9/2$ et $J = 11/2$. La structure de chaque multiplet est représentée à l'échelle. Pour montrer l'influence de l'interaction de chacun des deux moments nucléaires μ et Q avec l'électromagnétisme du cortège sur la position finale du niveau, j'ai dessiné d'abord le niveau atomique fin dégénéré en F correspondant à une énergie W_f , puis les niveaux correspondant aux différentes valeurs de F en ne tenant compte que du terme magnétique W_μ et enfin en ajoutant la contribution du moment quadropolaire W_Q . Lorsqu'on se trouve face à un spectre expérimental il faut effectuer exactement l'opération inverse c'est-à-dire retrouver la contribution de chacun des termes dans l'énergie observée des transitions. On réécrit plus simplement l'énergie de l'état atomique hyperfin : $W_{hf} = W_f + A \times U(I, J, F) + B \times V(I, J, F)$, où les constantes hyperfines A et B sont respectivement proportionnelles aux moments magnétique et quadropolaire spectroscopique et U et V contiennent toute la partie géométrique et sont complètement déterminés par les valeurs des moments angulaires. La fréquence correspondant à la transition d'un niveau hyperfin F' du multiplet J' vers un

niveau F du multiplet J s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \hbar\nu = W'_{hf} - W_{hf} = W'_f - W_f + A' \times U(I, J', F') - A \times U(I, J, F) \\ + B' \times V(I, J', F') - B \times V(I, J, F) \end{aligned}$$

La différence des énergies des niveaux fins $W'_f - W_f$ correspond au centre de gravité du spectre en fréquence ν_0 . En écrivant ce bilan pour toutes les transitions, on aboutit à un système de la forme :

$$\begin{aligned} \nu_1 &= \nu_0 + A' a_{11} + B' a_{12} + A a_{13} + B a_{14} \\ \nu_2 &= \nu_0 + A' a_{21} + B' a_{22} + A a_{23} + B a_{24} \\ \nu_3 &= \nu_0 + A' a_{31} + B' a_{32} + A a_{33} + B a_{34} \\ &\dots \end{aligned} \tag{D.14}$$

Les cinq inconnues sont les constantes de structure hyperfine du multiplet fondamental A et B et du multiplet excité A' et B' , et le centre de masse du spectre ν_0 . C'est la différence de la valeur de ν_0 obtenue pour chaque masse avec la valeur obtenue pour la masse de référence (191) qui constitue la mesure du déplacement isotopique. Pour déterminer ces cinq inconnues, il est donc nécessaire d'identifier (et de disposer de) au moins cinq raies. Le moment angulaire du cortège électronique J est relativement élevé pour la transition choisie : $J = \frac{9}{2} \rightarrow J' = \frac{11}{2}$. Le nombre de valeurs possibles du moment angulaire total de l'atome $|I - J| \leq F \leq I + J$ est donc assez grand pour disposer d'un nombre de transitions hyperfines supérieur à cinq quel que soit l'isotope étudié. Il suffit alors de résoudre au mieux un système de $m \geq 5$ équations à $n = 5$ inconnues :

$$\begin{bmatrix} 1 & a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ 1 & a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ 1 & a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & a_{m1} & a_{m2} & a_{m3} & a_{m4} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_0 \\ A' \\ B' \\ A \\ B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \\ \vdots \\ \nu_m \end{bmatrix}$$

2 Choix de la méthode de résolution

De manière tout à fait générale lorsque l'on cherche à résoudre un système du type $[\mathcal{A}][x] = [b]$ de m équations à n inconnues avec $m \geq n$ trois cas sont à envisager :

- si $m = n$, \mathcal{A} est inversible, et le système possède une solution unique x ;
- le système possède une infinité de solutions : le noyau de \mathcal{A} est défini comme l'ensemble des éléments de l'espace des inconnues donnant des solutions nulles, si x désigne une solution particulière, alors l'ensemble des solutions peut s'écrire $x + x_{\text{noy}}$, $x_{\text{noy}} \in \text{Noy}(\mathcal{A})$;
- le système n'a pas de solution ($b \notin \text{Im}(\mathcal{A})$).

La résolution d'un tel système à partir de la donnée de m valeurs expérimentales tombe systématiquement dans ce dernier cas : par exemple une courbe ne passe jamais par l'ensemble de tous les points expérimentaux. Il arrive également que la matrice \mathcal{A} soit une matrice singulière, ou qu'une au moins de ses valeurs propres soit assez proche de zéro pour être considérée comme telle. J'ai donc eu recours à un algorithme de décomposition bien connu de

la matrice \mathcal{A} en $\mathcal{A} = \mathcal{U} \cdot \mathcal{W} \cdot \mathcal{V}^T$ appelé «Singular Value Decomposition» (SVD). Les colonnes de \mathcal{U} représentent les vecteurs propres de $Im(\mathcal{A})$, les lignes de \mathcal{V}^T les vecteurs propres de $Noy(\mathcal{A})$ et \mathcal{W} est la matrice diagonale des racines des valeurs propres de $\mathcal{A}^+ \mathcal{A}$. La solution du système est donnée par :

$$x = [\mathcal{V} \cdot \widetilde{\mathcal{W}}^{-1} \cdot \mathcal{U}^T] b$$

où $\widetilde{\mathcal{W}}^{-1}$ représente la matrice diagonale des $\frac{1}{\mathcal{W}_j}$ si $\mathcal{W}_j \neq 0$ et 0 sinon. Pour plus de détails sur la démonstration de cette décomposition on peut se reporter par exemple à la référence [Pre88], notons simplement pour le cas qui nous concerne où $b \notin Im(\mathcal{A})$ que la solution x ainsi déterminée est celle qui minimise $|\mathcal{A}x - b|$ au sens des moindres carrés.

Les coefficients a_{ij} qui constituent la matrice \mathcal{A} sont, comme on l'a vu dans l'équation D.13, complètement déterminés par la donnée des moments angulaires I, J, J', F et F' . Pour remplir le second membre, il faut donc associer une fréquence observée à une transition reliant un état F' du multiplet excité à un état F du multiplet fondamental. Les intensités relatives des transitions hyperfines étant elles aussi complètement déterminées par la donnée des moments angulaires entrant dans des coefficients de type Clebsch-Gordon, l'identification des transitions se fait grâce aux intensités des raies. Celle-ci est directement proportionnelle à l'efficacité du système, or certains facteurs importants déterminant cette efficacité peuvent varier au cours de la mesure d'un spectre.

3 Difficultés de lecture des spectres

Les fluctuations affectant la lisibilité peuvent être divisées en trois catégories suivant l'échelle de leur manifestation : celle-ci peut être de l'ordre du pas de désorption (par exemple suite à un accident local sur la surface du graphite), de la largeur d'une raie (par exemple suite à une inhomogénéité de l'implantation), ou d'une partie de la durée d'enregistrement du spectre (par exemple suite à la baisse de la puissance du faisceau d'ionisation doublé en fréquence, due à une variation thermique autour du cristal doubleur). Les accidents à l'échelle du canal ne constituent pas un véritable obstacle à la détermination de la position en fréquence d'une raie, et peuvent éventuellement être atténués par un lissage. A l'échelle d'une portion entière de spectre une atténuation peut induire de plus graves erreurs, et parfois même conduire à une fausse identification. A l'échelle de la largeur d'une raie, une variation de l'efficacité conduit à une détermination erronée du centroïde de la raie. Le seul moyen de s'affranchir de ces deux dernières sources d'erreur est d'enregistrer le plus grand nombre de spectres possibles afin de reconnaître les intensités et les positions des raies à partir de comparaisons entre les différents spectres.

Une autre indication précieuse concernant la validité de l'identification est donnée par les rapports A'/A et B'/B . En effet, les constantes hyperfines étant proportionnelles aux moments nucléaires, ces rapports ne dépendent que de quantités atomiques et doivent donc rester identiques tout le long de la chaîne isotopique. On détermine donc les quatre quantités A, A', B et B' pour les isotopes pour lesquels on a obtenu le nombre de spectres le plus grand, c'est-à-dire ici pour les deux isotopes stables : ^{191}Ir et ^{193}Ir . Et pour chaque spectre correspondant aux autres masses on vérifie que les constantes hyperfines extraites vérifient bien ces rapports, ce qui constitue un test très sensible.

Le verdict final concernant à la fois la validité de l'identification des raies et de la détermination des valeurs des cinq inconnues ν_0, A, A', B et B' provient du tracé du spectre des

fréquences calculées avec ces cinq valeurs. La position des raies re-calculées, dont l'identité est par définition connue, doit correspondre au mieux avec les positions des raies observées dont l'identité avait été supposée. Une superposition complète traduit la cohérence des données expérimentales entre elles c'est-à-dire à la fois l'exactitude de l'identification et pour cette identification, l'exactitude des positions en fréquence de ces raies. Cette comparaison revient à un test du type χ^2 , mais en ce qui nous concerne la comparaison ne peut s'effectuer qu'avec les raies observées ce qui est souvent assez loin de correspondre à la totalité des transitions possibles.

Afin de n'oublier aucune identification compatible avec les critères de vérifications mentionnés ci-dessus, on peut explorer systématiquement toutes les possibilités. Supposons un nombre total de transitions hyperfines M entre les deux multiplets, et que m raies sont observées : $\nu_1, \nu_2 \dots \nu_m$ avec $m \leq M$. On écrit les fréquences correspondant à toutes les transitions possibles :

$$\begin{aligned} &\nu_0 + A' a_{11} + B' a_{12} + A a_{13} + B a_{14} \\ &\nu_0 + A' a_{21} + B' a_{22} + A a_{23} + B a_{24} \\ &\nu_0 + A' a_{31} + B' a_{32} + A a_{33} + B a_{34} \\ &\dots \\ &\nu_0 + A' a_{M1} + B' a_{M2} + A a_{M3} + B a_{M4} \end{aligned}$$

proposer une identification revient à évaluer chacune des m fréquences expérimentales à une ligne parmi les M possibles. Il existe au total $\frac{M!}{(M-m)!}$ façon d'effectuer cette identification. J'ai mis au point un programme qui explore l'ensemble de ces possibilités, résout le système pour chacune et ne retient que celles qui fournissent une solution compatible avec les rapports A'/A et B'/B , et un spectre recalculé assez proche du spectre expérimental. Cette méthode n'est cependant pas applicable pour les spectres présentant un grand nombre de raies comme celui de $^{186}\text{Ir}^9$ qui avec un moment nucléaire $I = 5$ donne 29 transitions hyperfines : pour 12 raies observées on aboutit alors à un nombre total de possibilités de l'ordre de 10^{16} .

En supposant une identification correcte, restent les incertitudes sur les quantités extraites des spectres : ν_0, A, A', B et B' , dues aux erreurs commises sur la position en fréquence des raies.

4 Calcul des incertitudes

Chaque spectre est l'image des aléas qui se sont produits au cours du processus qui a permis de le constituer. Les fluctuations de l'efficacité s'entremêlent pour lui conférer son aspect final sans qu'il soit possible d'en identifier les origines. Aussi, une fois l'identité des raies reconnue pour tous les spectres, on peut considérer que chaque spectre fournit un jeu des quantités ν_0, A, A', B et B' déterminées à partir des positions des raies sans qu'il soit possible de désigner réellement parmi les spectres celui qui fournit les raies les «mieux positionnées». Autrement dit j'ai choisi de considérer un spectre comme une mesure et que les conditions de mesure varient de manière aléatoire d'un spectre à l'autre. Pour un échantillon de spectres, on dispose donc d'un échantillon de valeurs issues de fluctuation aléatoire des conditions d'expériences. De manière conventionnelle, lorsque l'on dispose d'un échantillon de valeurs expérimentales de taille n : $x_1, x_2 \dots x_i \dots x_n$ (pour nous x_i représente tour à tour ν_0, A, A', B et B' obtenus à partir du i^{eme} spectre) le résultat expérimental est donné comme (voir [Mar71])

$$\bar{x}_e \pm \Delta x$$

où \bar{x}_e est la moyenne d'échantillon :

$$\bar{x}_e = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$$

et Δx est prise comme la variance de la moyenne d'échantillonnage $\sigma_{\bar{x}}$:

$$\sigma_{\bar{x}}^2 = \frac{\sigma^2}{n}$$

où σ est la variance de la distribution des variables aléatoires. Lorsque cette distribution n'est pas connue, on donne une estimation de σ par la variance d'échantillon s :

$$s^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2$$

d'où

$$\Delta x = \left(\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

Il est intéressant pour la suite de mentionner ici les raisons pour lesquelles certaines barres d'erreur peuvent être plus importantes que d'autres :

- le cas trivial où le nombre de spectres enregistré est faible, n entre dans le dénominateur de Δx ;
- pour le déplacement isotopique, lorsqu'il est nécessaire d'utiliser une masse intermédiaire pour la référence en fréquence : le déplacement isotopique global pour une masse éloignée est la somme des incertitudes de deux mesures de déplacement isotopique ;
- lorsqu'un spectre hyperfin très large en fréquence est enregistré en plusieurs parties : on relie alors la portion centrale du spectre aux autres parties par des raies communes et l'incertitude sur la position des raies de raccord s'ajoute à l'incertitude sur les positions relatives des raies de la partie raccordée.

5 Présentation des résultats

5.a Les moments nucléaires

^{186}Ir constitue un bel exemple de résultat de cette expérience. Il permet d'illustrer certaines des difficultés attachées au dépouillement que nous venons d'évoquer. Le spectre entier est très large : il s'étend sur plus de 100 GHz. Or nous avons vu précédemment que la cavité monomode possède une plage de balayage limitée à 30 GHz. Pour la fréquence doublée c'est-à-dire celle qui induit effectivement la transition résonnante entre les deux multiplets, cela nous limite à 60 GHz. Nous avons donc été contraints d'effectuer le balayage entier de la structure en plusieurs étapes, en prenant soin, à chaque nouvelle plage de fréquences, de garder un pic de la plage précédente pour, au final, reconstituer le spectre entier. Le spectre hyperfin de ^{186}Ir que nous avons obtenu est présenté sur la figure IV.32. L'origine de l'axe des fréquences est calée sur une raie de ^{191}Ir que l'on utilise comme référence pour tous les spectres (sauf bien entendu pour les mesures où la masse 191 n'est pas détectée, auquel cas on se réfère au spectre d'une masse intermédiaire). Le balayage a été effectué des fréquences élevées vers

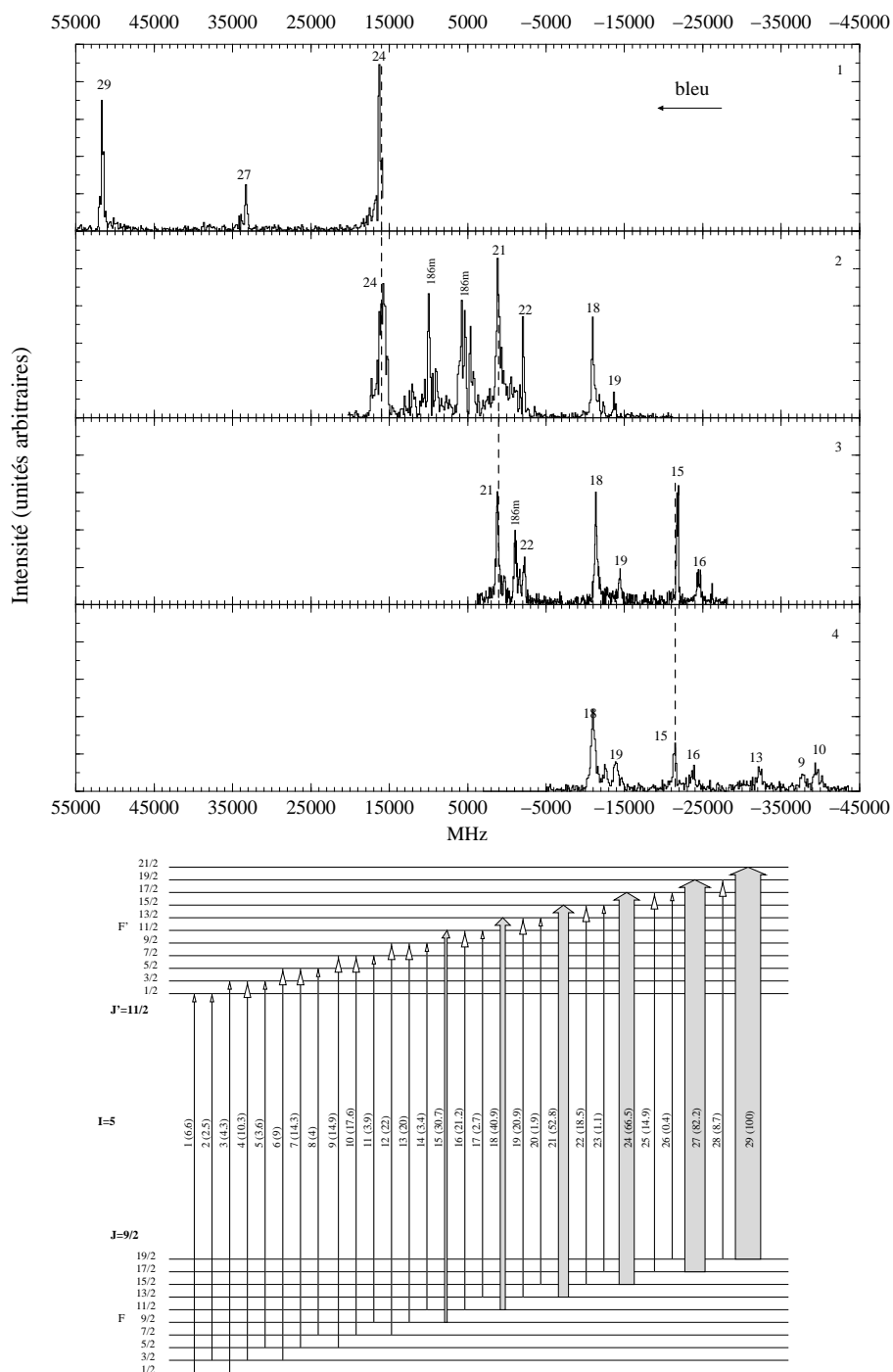


FIG. IV.32: En haut : spectre hyperfin expérimental de ^{186}Ir . En bas : Transitions entre les multiplets $J = 9/2$ et $J' = 11/2$ pour un spin nucléaire $I = 5$. Les intensités relatives des raies sont indiquées entre parenthèses à côté du numéro de la transition. Les structures des multiplets ne sont pas à l'échelle.

masse	A (GHz) ${}^4F_{9/2}$	A' (GHz) ${}^6F_{11/2}$	μ (μ_N) exp	μ (μ_N) Littérature
193	+0,06265537(2)[Bür84]			
	+0,064(3)	+0,308(4)	+0,166(8)	+0,1636(6) [Bür84]
191	+0,05752128(3)[Bür84]			
	+0,058(1)	+0,288(3)	+0,151(4)	+0,1507(6) [Bür84]
189	+0,056(2)	+0,267(3)	+0,144(7)	0,13(4) [Rag88]
188	+0,187(6)	+0,828(8)	+0,31(1)	0,302(10) [Ede85]
187	+0,065(3)	+0,323(5)	+0,17(1)	
186 ^g	+0,43(2)	+2,06(2)	+3,7(2)	3,88(5) [Rag88]
186 ^m	-0,189(8)	-0,86(1)	-0,63(3)	0,638(8) [Ede90]
185	+0,594(13)	+2,83(1)	+2,56(7)	2,605(13) [Ohy88]
184	+0,082(3)	+0,374(4)	+0,69(3)	0,695(5) [Ohy88]
183	+0,55(2)	+2,593(9)	+2,35(8)	
182	+0,49(3)	+2,49(2)	+2,6(2)	2,28(8) [Boo92]
masse	B (GHz) ${}^4F_{9/2}$	B' (GHz) ${}^6F_{11/2}$	Q_s (b) exp	Q_s (b) Littérature
193	+0,4262355(2)[Bür84]			
	+0,44(3)	-0,75(3)	+0,75(7)	+0,751(9) [Tan84]
191	+0,4712045(3)[Bür84]			
	+0,48(2)	-0,87(4)	+0,84(8)	+0,816(9) [Tan84]
189	+0,49(1)	-0,91(2)	+0,87(7)	+0,878(10) [See96]
188	+0,27(2)	-0,48(3)	+0,47(5)	+0,484(6) [See96]
187	+0,50(2)	-0,91(6)	+0,9(1)	+0,941(11) [See96]
186 ^g	-1,5(5)	+2,7(9)	-2,6(9)	-2,548(31) [See96]
186 ^m	+0,90(7)	-1,51(8)	+1,5(2)	+1,456(17) [See96]
185	-1,0(3)	+1,8(2)	-1,8(6)	-2,06(14) [Ohy88]
184	+1,3(2)	-3,0(2)	+2,6(4)	+2,1(3) ([Hag81]+[All82])/2
183	-1,1(4)	+1,9(6)	-1,9(7)	
182	-1,1(4)	+1,5(5)	-1,7(6)	

TAB. IV.4: Valeurs mesurées des constantes de structures A , A' , B et B' et valeurs des moments dipolaires magnétiques et quadrupolaires spectroscopiques dont ils sont extraits.

les fréquences faibles, ce qui explique les signes sur cet axe. Les pointillés désignent les raies communes utilisées pour procéder aux raccords en fréquence. Dans le bas de la figure sont représentés les deux multiplets impliqués dans la transition ainsi que l'ensemble des transitions autorisées et leurs intensités relatives. Il est intéressant de noter qu'entre la transition la plus faible et la transition la plus forte, on trouve un rapport 1/100. Sur cette figure on distingue surtout les raies les plus intenses, elles sont désignées par le numéro associé à la transition correspondante. Cet exemple illustre le problème des intensités : dans la partie 1, la raie 29 et la raie 27 devraient posséder à peu près la même hauteur et la raie 24 devrait se situer aux deux tiers de la raie 29 censée être la plus intense du spectre. Sur la partie 2, la présence des raies correspondant à l'état isomérique complique l'identification. Fort heureusement, la durée de vie de ${}^{186}\text{Ir}^m$ étant plus courte ($T_{1/2} = 1,6$ h) que celle de ${}^{186}\text{Ir}^g$ ($T_{1/2} = 15,8$ h), la comparaison de plusieurs spectres enregistrés au bout de différents délais après l'implantation permet de différencier l'origine des pics. Sur cet exemple, le spectre hyperfin n'est pas complet, mais on dispose déjà d'un nombre suffisant de raies pour surdéterminer le système.

Les constantes de structure hyperfine pour l'ensemble des isotopes observés durant cette

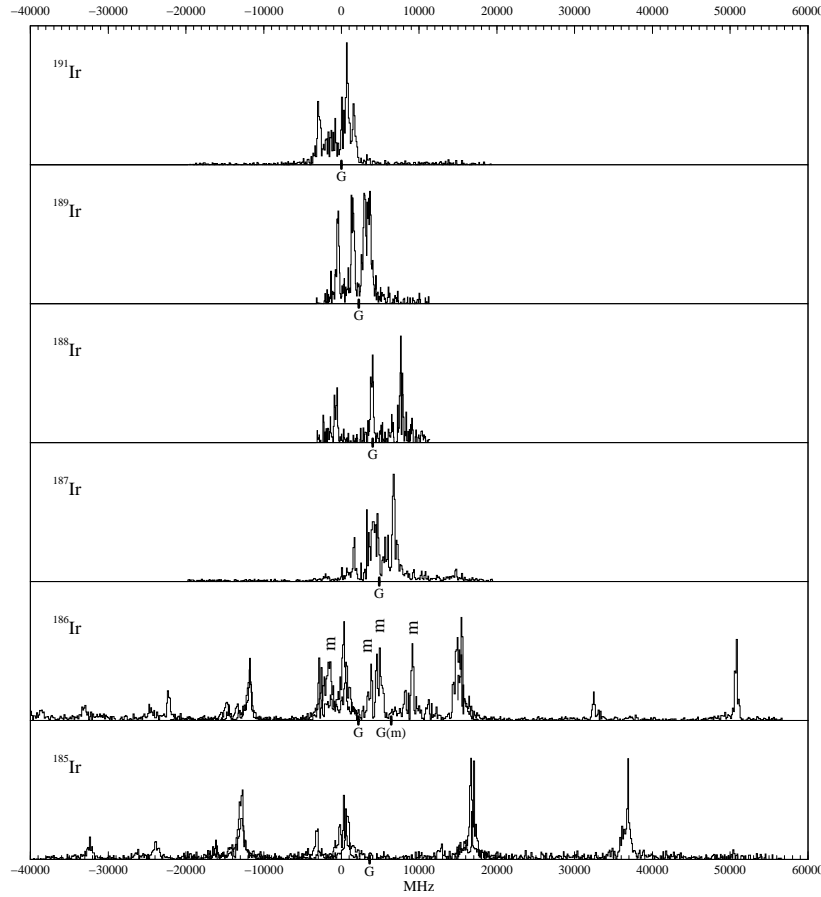


FIG. IV.33: Déplacement isotopique mis en évidence sur une partie des spectres hyperfins expérimentaux.

expérience sont rassemblés dans les tableaux ci-dessus. Les moments dipolaire magnétique et quadrupolaire spectroscopique ont été déterminés à partir de ces valeurs[†] selon la procédure décrite au Chapitre III. Ils sont comparés dans la table IV.4, lorsque cela est possible, aux résultats obtenus par d'autres équipes qui ont généralement utilisé d'autres méthodes. Nos résultats se trouvent en très bon accord avec l'ensemble de ces données. Il est intéressant de souligner que mis à part les isotopes stables, les signes des moments magnétiques ont été déterminés pour la première fois. D'autre part, les moments dipolaires magnétiques de ^{187}Ir et ^{183}Ir et le moment quadrupolaire spectroscopique de ^{183}Ir et ^{182}Ir étaient inconnus avant cette mesure.

5.b Variations du rayon carré moyen de charge

Le déplacement du centre de gravité G déterminé à partir des spectres observés expérimentalement est mis en évidence sur la figure IV.33 pour une partie des masses étudiées : G correspond à la fréquence ν_0 obtenue en résolvant le système D.14. La partie de ce dépla-

[†]Les moyennes des valeurs obtenues à partir des deux constantes de structure hyperfine A et A' pour μ et B et B' pour Q_s ont été utilisées.

masse A	$\Delta\nu^{191-A}$ GHz
193	-2,00(1)
191	0
189	+2,21(5)
188	+4,03(8)
187	+4,85(6)
186 ^g	+2,16(7)
186 ^m	+6,38(3)
185	+3,60(5)
184	+5,12(3)
183	+5,93(7)
182	+8,2(1)

TAB. IV.5: Valeurs mesurées du déplacement isotopique.

cement due à l'effet de masse est faible puisque cet effet varie comme $1/A^2$ (Chapitre III). Le décalage observé sur les exemples de la figure représente déjà pratiquement la variation de volume nucléaire. Le déplacement est mesuré par rapport à la fréquence du centre de gravité du spectre hyperfin de l'isotope stable 191 : $\Delta\nu^{A_{ref}A'} = \nu_{G_{hf}}^{A'} - \nu_{G_{hf}}^{A_{ref}} = \nu_{G_{hf}}^{A'} - \nu_{G_{hf}}^{191}$. Les valeurs obtenues sont reportées dans le tableau IV.5. Le paramètre nucléaire λ^{191-A} a été extrait de ce déplacement isotopique $\Delta\nu^{191-A}$ suivant la procédure décrite au Chapitre III : $\lambda = (1/F) \times (\Delta\nu_{tot} - \Delta\nu_{masse})$. Afin d'obtenir de ce paramètre à la fois une variation de rayon carré moyen de charge $\delta\langle r^2 \rangle$ et une variation du paramètre de déformation quadrupolaire $\delta(\beta_2^2)$, il est nécessaire d'effectuer quelques opérations supplémentaires, comme mentionné dans le Chapitre précédent. Le facteur atomique F est décomposé en une série de termes associés aux moments de la distribution de charge suivant les proportions des coefficients de Seltzer C_2/C_1 et C_3/C_1 [Sel69]. Par ailleurs, la partie sphérique de la variation de distribution de charge est calculée à l'aide du modèle de la gouttelette [Mye83]. Les variations $\delta\langle r^2 \rangle^{191-A}$ et $\delta(\beta_2^2)^{191-A}$ ainsi obtenues, et la valeur du paramètre nucléaire λ^{191-A} à partir duquel elles sont calculées, sont reportées dans le tableau IV.6. Si on dispose du paramètre de déformation β_2 pour un des isotopes de la série, la donnée de la variation $\delta(\beta_2^2)$ pour tous les autres isotopes étudiés permet d'en déduire la valeur absolue $|\beta_2|$ de leurs paramètres de déformation. Nous avons utilisé comme référence le résultat du calcul effectué par P. Möller *et al.* [Möl95] pour ^{191}Ir :

$$\beta_2(191) = +0,155$$

Notre dévolu s'est jeté sur cette valeur car elle coïncide approximativement à la moyenne entre $\beta_2 = 0,140$ correspondant au moment quadrupolaire intrinsèque Q_0 obtenu à partir de la mesure de $Q_s(^{191}\text{Ir})$ en supposant $K = 3/2$ et $\beta_2 = 0,176$ correspondant au résultat du calcul rotor+1 q.p. à l'équilibre pour un cœur ^{190}Os . On peut dès lors en déduire les valeurs absolues $|\beta_2|$ contenues dans le tableau IV.7. L'incertitude reportée provient de l'incertitude sur $\delta(\beta_2^2)^{191-A}$ qui elle même reflète l'incertitude sur la véritable valeur mesurée : le déplacement isotopique $\delta(\beta_2^2)^{191-A}$, telle qu'on peut la lire dans le tableau IV.5. En considérant ces incertitudes il est nécessaires de bien garder en mémoire deux fait essentiels concernant la va-

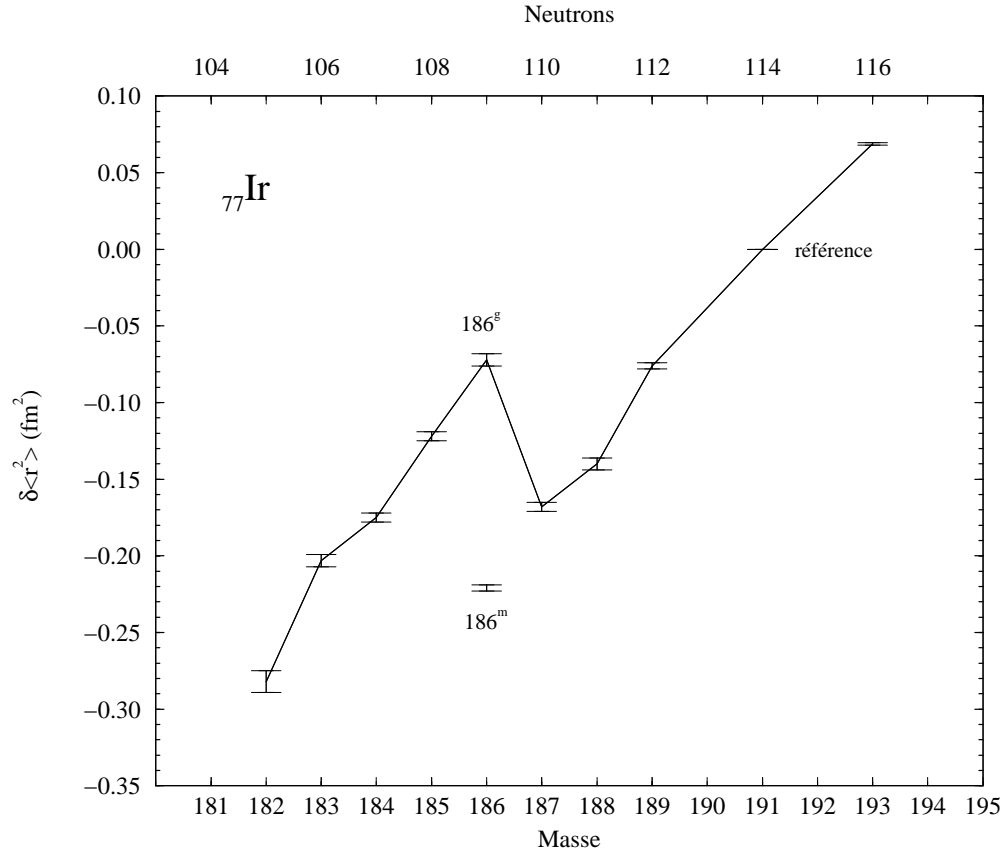
masse A	λ^{191-A} fm ²	$\delta \langle r^2 \rangle^{191-A}$ fm ²	$\delta (\beta_2^2)^{191-A}$
193	+0,0655(8)	+0,0689(8)	-0,00320(7)
191	0	0	0
189	-0,072(2)	-0,076(2)	+0,0026(2)
188	-0,133(3)	-0,140(4)	+0,0016(3)
187	-0,158(3)	-0,168(3)	+0,0038(3)
186 ^g	-0,072(3)	-0,072(4)	+0,0166(3)
186 ^m	-0,208(2)	-0,221(2)	+0,0037(2)
185	-0,118(3)	-0,122(3)	+0,0169(3)
184	-0,168(2)	-0,175(3)	+0,0169(2)
183	-0,195(4)	-0,203(4)	+0,0190(4)
182	-0,269(7)	-0,282(7)	+0,0167(6)

TAB. IV.6: Valeurs du paramètre nucléaire; résultats pour la variation de rayon carré moyen de charge et de paramètre de déformation au carré.

masse	$ \beta_2 $
193	0,144(0)
191	0,155
189	0,163(0)
188	0,160(1)
187	0,167(1)
186 ^g	0,202(1)
186 ^m	0,168(1)
185	0,202(1)
184	0,202(1)
183	0,207(1)
182	0,202(1)

TAB. IV.7: Valeurs absolues du paramètre de déformation

leur de $\delta (\beta_2^2)^{191-A}$: d'une part elle dépend de deux modèles, l'un nucléaire, l'autre atomique ; d'autre part elle est directement inféodée au choix de la référence, c'est-à-dire ici le choix de la valeur de β_2^{191} . Sur la figure IV.34 sont tracées les variations de rayon carré moyen de charge (on dira «rayon» dans la suite pour simplifier) par rapport au rayon carré moyen de charge de ^{191}Ir , pour chacun des noyaux étudiés. Il se produit le long de cette courbe un événement remarquable, déjà sensible à la lecture des chiffres des tableaux. Le rayon décroît de manière régulière avec le nombre de neutrons de ^{193}Ir à ^{187}Ir (il ne faut cependant pas oublier que nous ne disposons pas des points correspondant aux isotopes ^{190}Ir dont la période du père ^{190}Pt vaut $6,5 \cdot 10^{11}$ ans et ^{192}Ir puisque ^{192}Pt est stable). Dans le même temps la variation de β_2 est faible, les noyaux sont peu déformés, $\beta_2 \approx 0,16$; et la variation du nombre de neutrons se traduit essentiellement dans une variation de rayon. L'état isomérique $^{186}\text{Ir}^m$ se trouve dans le prolongement de cette partie de la courbe des rayons et se caractérise par le même type de déformation. Par contre entre $^{187}\text{Ir}^g$ à $^{186}\text{Ir}^g$, avec un neutron en moins, le rayon du noyau au

FIG. IV.34: Variation du rayon carré moyen de charge à partir de ¹⁹¹Ir.

lieu de diminuer, augmente. En même temps, la déformation a varié de manière beaucoup plus sensible que précédemment et passe de $\beta_2 = 0,167$ à $\beta_2 = 0,202$. Puis, à partir de ¹⁸⁶Ir^g et jusqu'à ¹⁸²Ir, le rayon des noyaux diminue de nouveau régulièrement, et leur déformation reste à peu près la même que celle adoptée par ¹⁸⁶Ir^g, $|\beta_2| \approx 0,2$. Nous verrons au chapitre suivant, que le changement de ces propriétés globales du noyau s'accompagne d'un changement net de sa structure.

Chapitre V

Discussion

A Esprit de la discussion

Les calculs effectués dans le cadre du modèle présenté au Chapitre II, ont pour but spécifique dans ce travail de permettre l'interprétation des résultats expérimentaux. L'utilisation de ce modèle de rotor axial rigide n'est sans doute pas tout à fait adaptée à la description de noyaux de faibles déformations. Ce point s'ajoute à l'absence de prise en considération d'autres degrés de liberté comme la vibration et la triaxialité susceptibles de jouer un rôle important dans cette région de masse. La description des propriétés du noyau offerte par ce modèle trouve nécessairement ses limites dans ces approximations. Néanmoins, la possibilité de contraindre le noyau à la déformation expérimentale donnée par le déplacement isotopique permet d'explorer les relations qu'entretiennent la déformation collective et la structure intrinsèque (Chapitre II) et de les asseoir sur des fondements microscopiques. Nous nous attacherons donc plutôt à voir dans l'analyse des écarts constatés, entre résultats expérimentaux et résultats du calcul, un moyen de circonscrire les différents phénomènes physiques qui sont impliqués mais pas nécessairement pris en considération dans le calcul de manière explicite. Par ailleurs, les problèmes spécifiques à cette région de masse ont déjà été explorés à l'aide de cet outil. Il est intéressant de soumettre les noyaux d'iridium à une analyse homogène aux précédentes si l'on garde l'espoir d'acquérir une compréhension globale des phénomènes dans cette région.

Les résultats des calculs seront donc présentés dans un souci de dialogue permanent entre notre représentation du noyau et la sanction de l'expérience. Par conséquent seuls seront exposés les résultats des calculs qui concernent nos données expérimentales. Celles-ci, en dehors de $^{186}\text{Ir}^m$ portent sur des grandeurs statiques des états fondamentaux des noyaux. Les autres données expérimentales, et elles sont nombreuses, qui ne sont pas du fait de l'expérience de cette thèse ne seront donc pas discutées en elles-mêmes. Néanmoins, la structure des bandes rotationnelles contient de nombreuses informations permettant de comprendre les états intrinsèques sur lesquelles elles sont construites. La structure des bandes construites sur les états qui ont fait l'objet de la mesure sera donc discutée dans l'esprit toujours d'éclairer nos résultats expérimentaux.

B Les noyaux impairs

1 Etats de particule individuelle proton impliqués

1.a Modèle de Nilsson

Puisque l'hypothèse d'une symétrie axiale du noyau doit nous accompagner tout au long de notre analyse, il semble légitime d'exprimer les états propres de l'hamiltonien total du noyau dans la base asymptotique $IK^\pi[Nn_Z\Lambda]$ et de chercher, pour un premier repérage, les états de particule individuelle obtenus par un autre modèle de champ moyen, le modèle de Nilsson, et susceptibles d'entrer dans la description des fonctions d'onde nucléaires des isotopes de l'iridium. Les spins des états fondamentaux des noyaux impairs de la masse 193 à 181 sont bien connus, je les rappelle pour mémoire dans le tableau ci-dessous.

^{193}Ir	$3/2+$
^{191}Ir	$3/2+$
^{189}Ir	$3/2+$
^{187}Ir	$3/2+$
^{185}Ir	$5/2-$
^{183}Ir	$5/2-$
^{181}Ir	$5/2-$

La première difficulté avec l'iridium est que, dans l'hypothèse d'un noyau "prolate" le modèle de Nilsson ne les prédit pas. Si on se réfère à un schéma standard comme celui de la figure V.1, le 77^{ème} proton vient naturellement se placer dans l'orbitale $11/2^- [505]$ pour la gamme de déformation $0,05 \lesssim \epsilon \lesssim 0,20$ c'est-à-dire $0,05 \lesssim \beta_2 \lesssim 0,22$. L'orbitale la plus proche est ensuite $3/2^+ [402]$ qui, comme nous allons le voir § 2 s'avère effectivement être l'état fondamental des isotopes lourds. L'explication fournie par Price *et al.* [Pri71], considérant qu'expérimentalement $11/2^- [505]$ n'est jamais observé comme état fondamental d'un noyau, consiste à supposer un effet d'appariement (d'autant plus important que l'orbitale est caractérisée par un j élevé) privilégiant une occupation de cette orbitale par une paire de nucléons. Ils décalent donc «de manière un peu arbitraire» son énergie d'environ 1200 keV vers le haut. Par contre côté "oblate", le 77^{ème} proton vient se placer dans l'orbitale $3/2^+ [431]$ qui cette fois donne le bon spin à l'état fondamental. Nous reviendrons sur la forme, ainsi que, bien sûr, la déformation des noyaux d'iridium déficients en neutrons, tout au long de cette partie, mais la plupart des études effectuées jusqu'à ce jour sur ces noyaux tendent à montrer qu'une forme "oblate" est à exclure.

Enfin, comme le laisse présager la comparaison entre le tableau des spins et un examen rapide du schéma de Nilsson, le changement de spin et surtout de parité observé entre les masses 187 et 185 correspond à l'intervention des orbitales issues de la couche $h_{\frac{7}{2}}$ s'approchant du niveau de Fermi au fur et à mesure que la déformation augmente. Il est intéressant pour la suite de remarquer qu'elles croisent le niveau $3/2^+ [402]$ à une déformation assez modeste correspondant à $\epsilon \simeq 0,2$ ($\beta_2 \simeq 0,22$).

1.b Modèle du rotor+1 quasiparticule

1.b.i Forme adoptée pour le calcul Dans le cadre de la symétrie axiale, laquelle des deux formes d'équilibre possibles, "oblate" ou "polate", est-elle prédite par le modèle ? Soit la

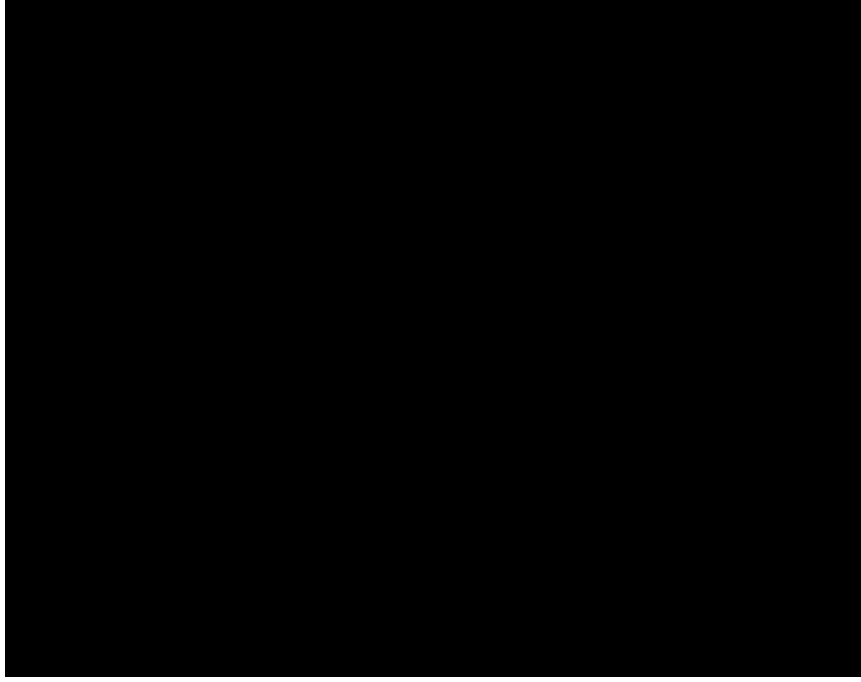


FIG. V.1: Diagramme d'énergie des états de Nilsson pour $50 < Z < 82$ calculés avec les paramètres : $\kappa = 0,0637$ et $\mu = 0,60$ [Ars69].

différence d'énergie V_{po} entre le minimum d'énergie en fonction des paramètres de la base b et q (voir Chapitre II) pour la forme “prolate” et le minimum pour la forme “oblate” :

$$V_{po} = E_{oblate}^{HF} - E_{prolate}^{HF}$$

Le calcul effectué pour le cœur ^{192}Os sans contrainte (tableau V.1) donne $V_{po} \simeq +940$ keV : la forme “prolate” est donc un peu favorisée. Ce cœur sera utilisé pour représenter le noyau ^{193}Ir stable, le plus lourd des isotopes que nous ayons observé. En utilisant une base un peu moins étendue ($N=11$), J. Sauvage *et al.* ont obtenu $V_{po} \simeq +600$ keV pour ce cœur [Sau81]. Leurs résultats, pour des cœurs de masse plus faible : ^{188}Os et ^{184}Os , montrent que l'écart se creuse davantage au fur et à mesure que le nombre de neutrons diminue, en faveur de la forme “prolate”. De plus M.-G. Porquet *et al.* ont trouvé un très bon accord entre les niveaux expérimentaux et les niveaux calculés avec un cœur “prolate” pour les états issus principalement de l'orbitale sphérique $h_{\frac{7}{2}}$. Cette forme est donc celle retenue pour les noyaux impairs les plus «légers» : ^{183}Ir , ^{185}Ir . Pour les plus lourds, il est intéressant de vérifier si le calcul représente mieux les propriétés du noyau côté “oblate” ou côté “prolate”. Les moments sont des quantités sensibles à la forme puisqu'en particulier (et par définition) il existe une inversion du signe du moment quadrupolaire intrinsèque entre les deux. La comparaison de la valeur calculée des moments avec la valeur expérimentale constitue un test privilégié pour trancher. On constate dans le tableau V.1 pour le cas d'un cœur de ^{192}Os que seul le calcul à la déformation d'équilibre “prolate” reproduit le signe du moment quadrupolaire spectroscopique expérimental et ce pour une valeur en bon accord. Le calcul du moment magnétique confirme que le meilleur accord se situe côté “prolate” : la valeur du moment magnétique pour la forme

cœur ^{192}Os	oblate		prolate	
énergie totale (MeV)	−1515,4262		−1516,3704	
déformation	$\beta_2 = -0,160$		$\beta_2 = +0,154$	
états*	$\frac{3}{2}\frac{3}{2}^+[431]$		$\frac{3}{2}\frac{3}{2}^+[402]$	
mélanges*	$90\% \langle {}^{\text{HF}}\psi_{\frac{3}{2}\frac{3}{2}} \rangle + 9,4\% \langle {}^{\text{HF}}\psi_{\frac{3}{2}\frac{1}{2}} \rangle + \dots$		$99,6\% \langle {}^{\text{HF}}\psi_{\frac{3}{2}\frac{3}{2}} \rangle + 0,4\% \langle {}^{\text{HF}}\psi_{\frac{3}{2}\frac{1}{2}} \rangle$	
$Q_{p_{calc}}$ (b)	−4,546		+4,364	
$Q_{s_{calc}}$ (b)	−0,731		+0,866	
$Q_{s_{exp}}$ (b)	$+0,75(7)^b$ $+0,751(9)^{\natural}$			
μ_{calc} (μ_N)	0,6 $g_{s_{free}}$	1,0 $g_{s_{free}}$	0,6 $g_{s_{free}}$	1,0 $g_{s_{free}}$
	+1,107	+1,114	−0,156	+0,479
μ_{exp} (μ_N)	$+0,166(7)^b$ $+0,1637(6)^{\natural}$			

TAB. V.1: Moments quadrupolaires intrinsèques et spectroscopiques calculés dans l'état fondamental prévu aux déformations d'équilibre pour un cœur de ^{192}Os . Comparaison avec les valeurs expérimentales de ^{193}Ir .

*Pour les notations des états, voir 2

^bCOMPLIS

[‡]Valeur de la littérature [Rag88]

“oblate”, peu sensible à la valeur du g_s effectif, est calculée un ordre de grandeur au dessus de la valeur expérimentale. Le calcul pour une forme “prolate” donne un moment sans doute plus sensible au g_s effectif, mais les deux valeurs obtenues avec $g_{s_{free}}$ et $0,6g_{s_{free}}$ encadrent la valeur expérimentale.

Ces remarques s'étendant aux autres isotopes «lourds», il faut en conclure que le modèle représente mieux ces noyaux pour une forme “prolate”, les calculs seront donc effectués dans toute la suite en adoptant cette forme.

Ceci posé, quels sont les états de particule individuelle prévus dans le cadre du modèle rotor+1q.p. qui entreront dans la description du noyau ?

1.b.ii Energies des têtes de bande Sur la figure V.2 sont rassemblés les énergies des premiers niveaux des bandes rotationnelles observées expérimentalement et celles calculées à l'aide du modèle rotor+1q.p. Les résultats obtenus pour les cœurs d'osmium et de platine contraints à des déformations proches de celles mesurées dans l'iridium sont comparés aux données expérimentales. Les coefficients d'occupation de ces orbitales de proton obtenus dans le cas de l'osmium sont très faibles. Un cœur d'osmium de masse A est donc susceptible de décrire un noyau d'iridium de masse $A+1$. La situation est moins claire avec le platine puisque les taux d'occupations plafonnent à 50%, ce qui désigne ces cœurs comme mieux adaptés pour la représentation des noyaux d'or. La comparaison est cependant intéressante dans la mesure où les cœurs d'osmium donnent un état fondamental pour l'iridium $5/2^+ [402]$ (et ce pour tous les isotopes sauf ^{193}Ir) doté d'un coefficient de remplissage v^2 de l'ordre de 0,9 qui en fait un état de trou. Cette situation existe dans la réalité mais correspond au cas du rhénium. L'état $5/2^+ [402]$ apparaît bien dans l'iridium, mais comme état excité dans les isotopes 183 et 185.

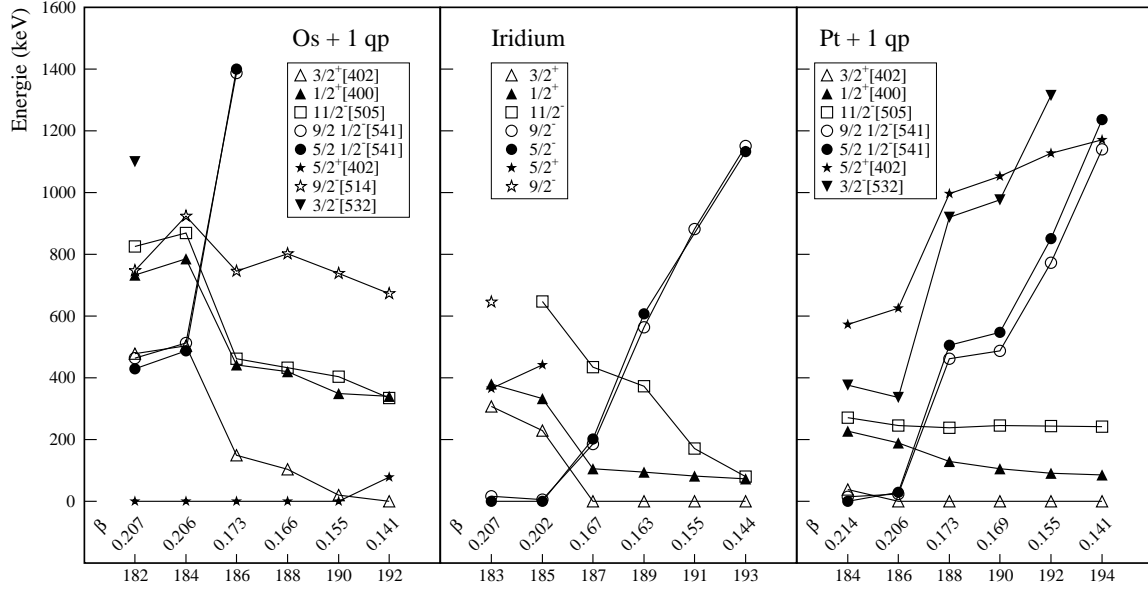


FIG. V.2: Etats de plus basse énergie des bandes rotationnelles observées dans les noyaux $^{183,185,187,189,191,193}\text{Ir}$, comparaison avec les résultats du calcul rotor+1q.p. avec les cœurs $^{182,184,186,188,190,192}\text{Os}$ et $^{184,186,188,190,192,194}\text{Pt}$ contraints à des déformations proches de la valeur extraites du déplacement isotopique.

Si l'on admet qu'un cœur de platine de masse A représente le noyau d'iridium de masse $A-1$, alors le calcul prédit un état fondamental $3/2^+[402]$ pour $^{193,191,189,187,185}\text{Ir}$. Le passage d'un spin $3/2^+$ à un spin $5/2^-$ observé expérimentalement entre ^{187}Ir et ^{185}Ir se trouve alors décalé d'une masse : entre $^{186}\text{Pt}+1\text{qp} \simeq ^{185}\text{Ir}$ et $^{184}\text{Pt}+1\text{qp} \simeq ^{183}\text{Ir}$, avec pour celui-ci l'intervention d'un état $5/2 1/2^- [541]$ comme fondamental. La figure V.3 représente l'évolution par rapport au niveau de Fermi de l'énergie des états de particule individuelle calculés pour les cœurs de $^{192,190,188}\text{Os}$. Un examen de cette figure nous permet de mieux saisir la situation : le niveau de Fermi se trouve entre les états $3/2^+[402]$ et $1/2^- [541]$ d'un côté et l'état $5/2^+[402]$ de l'autre. L'état fondamental donné par le modèle est simplement l'état le plus proche de ce niveau. Cela signifie que le niveau de Fermi est calculé un peu trop bas dans les cœurs d'osmium, et bien entendu, il s'élève lorsque l'on considère le platine conduisant les états $3/2^+[402]$ et $1/2^- [541]$ à devenir les états fondamentaux lorsqu'on utilise ces cœurs pour le calcul.

Avec l'osmium, si on fait abstraction de ce défaut en considérant les états les plus proches en énergie suivants, on aboutit aux orbitales $3/2^+[402]$ et $1/2^- [541]$. On peut alors revenir à la figure V.2 et constater que les isotopes 193 à 187 ont leur état fondamental décrit par $3/2^+[402]$ et les isotopes 185 et 183 par $1/2^- [541]$. Cette situation est enfin cohérente comme nous le verrons plus loin (§ 2) avec ce qui est connu de la structure des noyaux d'iridium impairs. Il faut remarquer enfin que l'énergie relative de ces deux états de particule individuelle présente une certaine sensibilité à la déformation : dans les trois cœurs représentés figure V.3 elles se croisent pour une valeur du paramètre de déformation $\beta_2 \simeq 0,2$. Cela nous amène à nous pencher plus en détail sur la manière avec laquelle le modèle prend en compte la déformation.

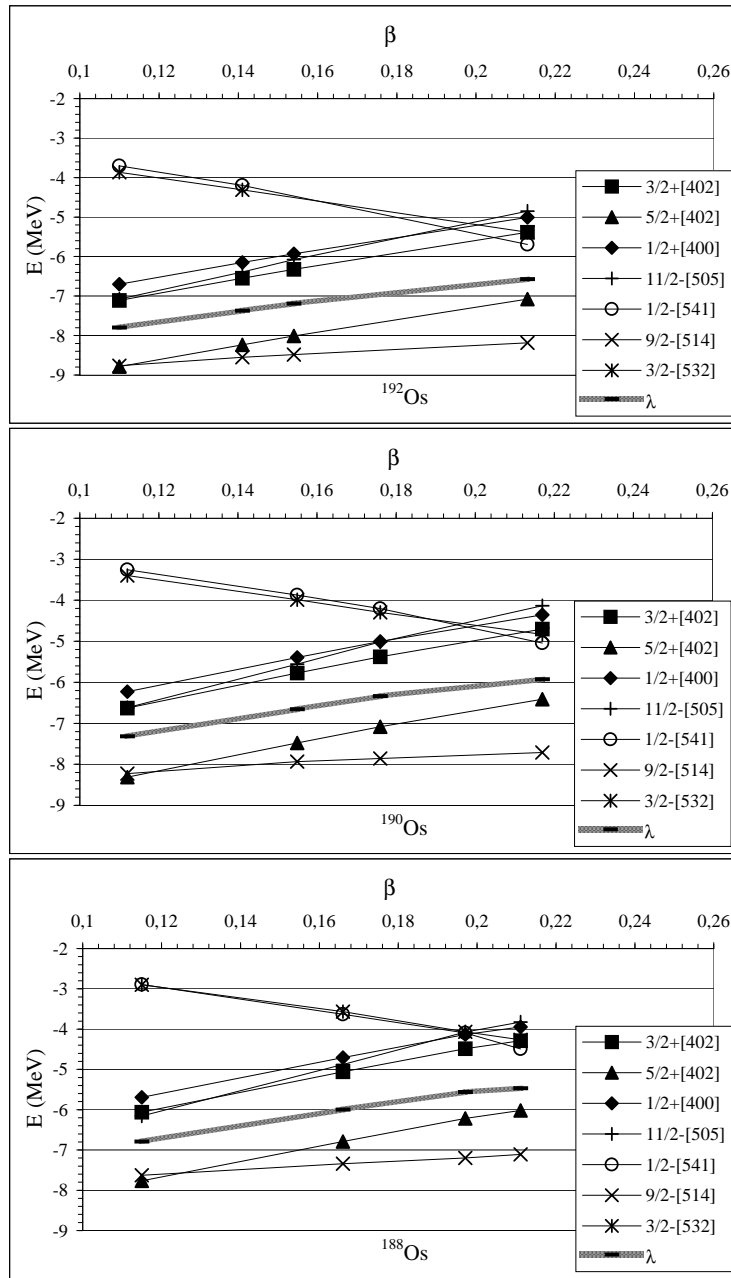


FIG. V.3: Energies des états de particules individuelles obtenues par le calcul HF contraint pour les cœur ^{192}Os , ^{190}Os et ^{188}Os .

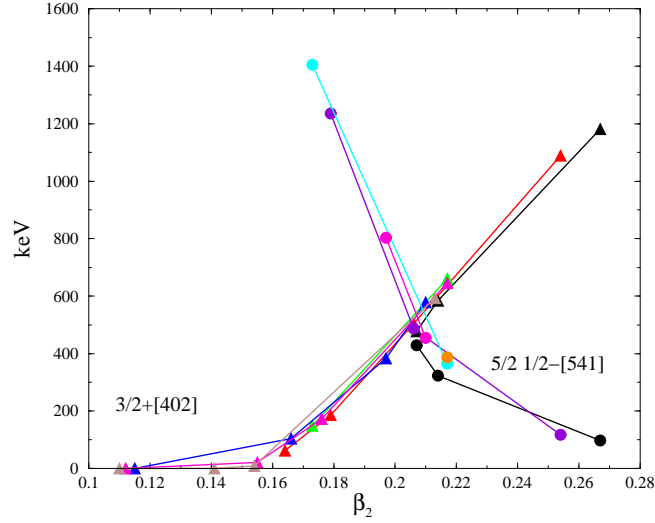


FIG. V.4: Représentation des énergies relatives des états $3/2^+[402]$ et $5/2\ 1/2^- [541]$ calculés avec les cœurs $^{182,184,186,188,190,192}\text{Os}$ (les points correspondants au même cœur et au même état sont reliés entre eux).

1.b.iii Influence de la déformation dans les calculs rotor+1q.p. L'explication que nous avons fournie plus haut concernant le passage d'un spin $3/2^+$ à un spin $5/2^-$ de l'état fondamental en termes d'orbitales de Nilsson, tient-elle toujours dans le cadre du modèle du rotor+1q.p. ? Nous avons effectué des calculs utilisant des cœurs d'osmium à la déformation correspondant au minimum d'énergie HF mais également contraints à d'autres déformations dont les valeurs sont indiquées dans le tableau V.2. En reportant les énergies calculées des

cœur	β_2			
^{182}Os	0,207	0,214	0,267*	
^{184}Os	0,164	0,179	0,206	0,254*
^{186}Os	0,173	0,217*		
^{188}Os	0,115	0,166	0,197*	0,210
^{190}Os	0,112	0,155	0,176*	0,217
^{192}Os	0,110	0,141	0,154*	0,213

TAB. V.2: Bilan des valeurs du paramètre de déformation pour lesquelles les calculs des cœurs d'osmium ont été effectués. Les valeurs accompagnées d'une étoile sont celles obtenues à l'équilibre.

états $3/2^+[402]$ et $5/2\ 1/2^- [541]$ pour l'ensemble de ces cœurs à toutes ces déformations dans un même graphique on obtient la figure V.4. Le croisement en énergie a lieu pour une déformation de l'ordre de $\beta_2 \simeq 0,20 - 0,21$, ce qui se trouve en assez bon accord avec la valeur grossièrement extraite du diagramme de Nilsson $\epsilon \simeq 0,2$. La valeur de β_2 à laquelle s'effectue le croisement est la même quelle que soit la masse du cœur. On peut en conclure que le croisement des états $3/2^+[402]$ et $5/2\ 1/2^- [541]$ est lié à la déformation. Ce résultat est cohérent avec les valeurs du paramètre de déformation β_2 extraites du déplacement isotopique (figure IV.34). On observe en effet d'un côté les noyaux $^{193-187}\text{Ir}$ caractérisés par de faibles

déformations $\beta_2 \simeq 0,15 - 0,17$ et un spin $I = 3/2^+$ qui, selon les calculs correspond à un état $3/2^+[402]$, et de l'autre, lors de la brusque augmentation de la déformation vers des valeurs de l'ordre de $\beta_2 \simeq 0,2$, un changement de spin : $I = 5/2^-$, correspondant cette fois suivant le modèle à un état $5/2\ 1/2^-[541]$.

A ce stade de l'analyse, on peut conclure que la description des noyaux d'iridium offerte par le calcul sur des cœurs d'osmium semble être satisfaisante du point de vue de la déformation. C'est-à-dire qu'en contraignant ces cœurs aux déformations extraites du déplacement isotopique on reproduit le changement marquant d'état fondamental intervenant entre les masses 187 et 185. Ce résultat justifie *a posteriori* l'emploi des déformations expérimentales comme contrainte dans le calcul du cœur pour la suite. Mais notre projet est plus ambitieux puisqu'il s'agit de mettre en rapport la déformation globale du noyaux avec sa structure. Il s'agit donc maintenant de mesurer la qualité des fonctions d'onde fournies par le modèle. C'est-à-dire essentiellement, en confrontant les moments nucléaires calculés à nos mesures. Mais il est indispensable, si l'on s'attache également à comprendre l'origine des accords ou désaccords éventuels, d'étendre la comparaison à d'autres données expérimentales disponibles, en particulier la structure des bandes rotationnelles.

2 Les groupes de niveaux de parité positive

2.a Les bandes $3/2^+[402]$ et $1/2^+[400]$

Dans les noyaux ^{193}Ir , ^{191}Ir , ^{189}Ir et ^{187}Ir , les niveaux de parité positive de basse énergie ont été rassemblés depuis longtemps en deux bandes rotationnelles, l'une construite sur l'état fondamental de spin $3/2^+$ associé à l'état de Nilsson "prolate" $3/2^+[402]$ et l'autre sur le premier état excité de spin $1/2^+$ associé à l'état "prolate" $1/2^+[400]$ [Nør71, Sch72, And75] (et références incluses). Ces bandes ont un peu plus tard été identifiées également dans les isotopes plus légers ^{185}Ir [Sch79], ^{183}Ir [Zer79, Jen99] et ^{181}Ir [Sch80]. L'ensemble de ces résultats est réuni figure V.5. La figure V.6 représente un exemple de comparaison entre les niveaux expérimentaux de ces deux bandes rotationnelles et les niveaux calculés : ici en utilisant un cœur ^{188}Os contraint à prendre une déformation proche de la déformation expérimentale de ^{189}Ir . Alors que la bande construite sur l'état fondamental est bien reproduite, la bande construite sur l'état $1/2^+$ présente des différences importantes avec l'expérience tant sur la position de la tête de bande que sur la structure de la bande elle-même. Les écarts en énergie entre états de même spin des deux bandes sont calculés beaucoup plus grands qu'ils ne sont mesurés (par exemple de $3/2\ 3/2^+[402]$ à $3/2\ 1/2^+[400]$ on a dans le spectre expérimental : 176,6 keV et dans le spectre théorique 437 keV). Ceci indique que le mélange entre les deux bandes à travers les termes non diagonaux de l'interaction de Coriolis est sous-estimé dans le modèle. D'autre part, le rapprochement entre les états $3/2 - 5/2$, $7/2 - 9/2$ etc. dans le spectre théorique trahit un paramètre de découplage a pour la bande $K=1/2$ supérieur à celui de la bande expérimentale. L'espacement progressif des niveaux expérimentaux deux à deux, assez régulier, nous laisse supposer en effet qu'elle ne subit pas un découplage si important.

Afin de donner une idée des valeurs des coefficients de mélange de fonction d'onde et de découplage susceptibles de rendre compte du spectre expérimental et ainsi de quantifier ces désaccords j'ai eu recours à un fit des niveaux expérimentaux en suivant l'exemple de C. Schück [Sch72], méthode inspirée de celle mise au point par R. Piepenbring et H. Nopre (il y a quelques années) [Pie69]. Les états dénommés "I $3/2^+[402]$ " et "I $1/2^+[400]$ " dans la figure V.6 sont les états propres Ψ_{IK} de l'hamiltonien total représentant l'énergie du noyau décrit comme

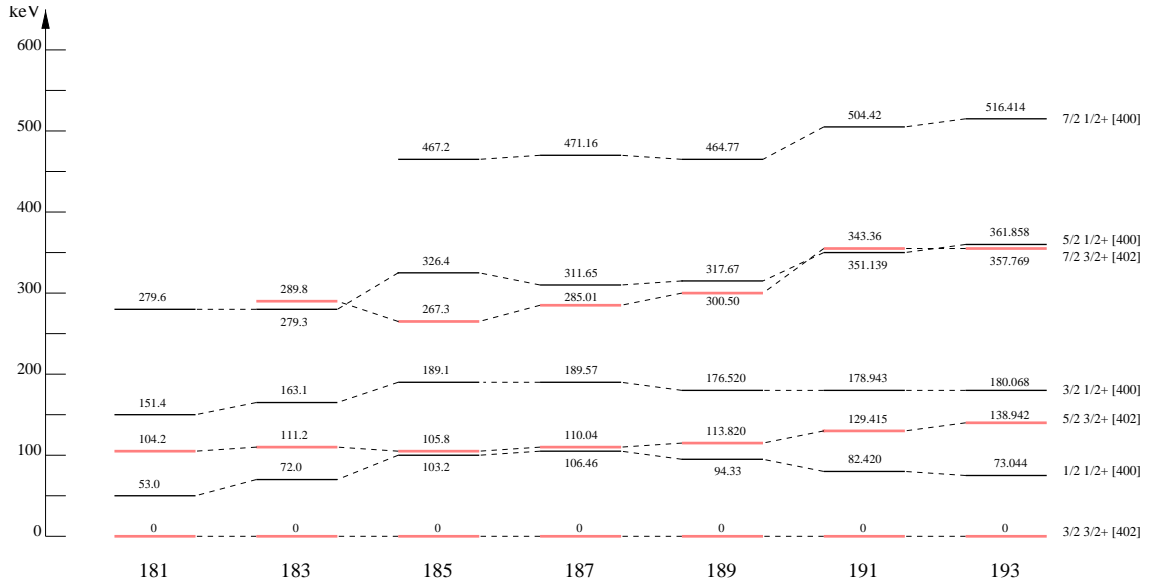


FIG. V.5: Systématique des niveaux des bandes $3/2^+[402]$ et $1/2^+[400]$ observés dans les noyaux de masse impaire $^{193-181}\text{Ir}$. Pour les masses 185, 183 et 181 les niveaux ont été déplacés vers le bas de façon à ramener l'énergies des têtes de bande $3/2\ 3/2^+[402]$ à 0 : $E_{\frac{3}{2}\frac{3}{2}^+}^{(185\text{Ir})} = 229,6\text{ keV}$, $E_{\frac{3}{2}\frac{3}{2}^+}^{(183\text{Ir})} = 307,2\text{ keV}$, $E_{\frac{3}{2}\frac{3}{2}^+}^{(181\text{Ir})} = 289,2\text{ keV}$.

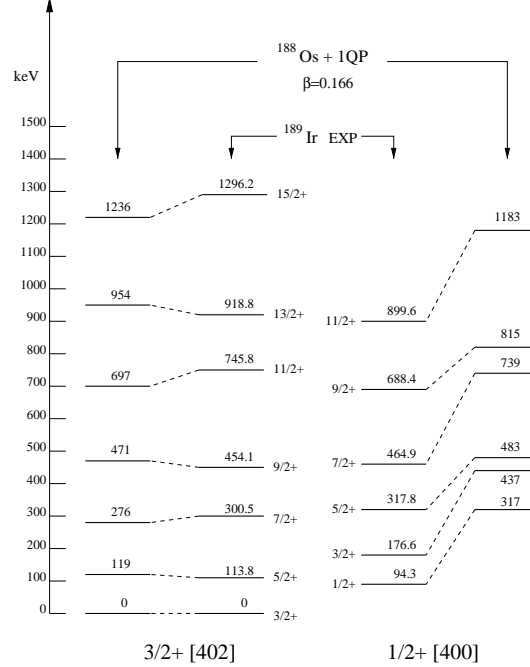


FIG. V.6: Comparaison des bandes rotationnelles $3/2^+[402]$ et $1/2^+[400]$ obtenues par calcul en utilisant un cœur de ^{188}Os contraint à la déformation $\beta = 0,166$ (extraite du déplacement isotopique) avec les niveaux expérimentaux [And75].

un rotor. Nous avons vu au Chapitre II qu'ils sont constitués d'une superposition d'états ψ_{IK} de la base standard, mélangés par le terme non diagonal de l'interaction de Coriolis. On se place, comme dans le paragraphe **C.2.a.iv** du Chapitre II, dans l'hypothèse d'un mélange à deux bandes et on écrit la décomposition des états $\Psi_{I\frac{1}{2}}$ et $\Psi_{I\frac{3}{2}}$ sur la base standard pour $I = \frac{1}{2}$, $I = \frac{3}{2}$ et $I = \frac{5}{2}$:

$$\begin{aligned}\Psi_{\frac{3}{2}\frac{3}{2}} &= \alpha\psi_{\frac{3}{2}\frac{3}{2}} - \beta\psi_{\frac{3}{2}\frac{1}{2}} \\ \Psi_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}} &= \psi_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}} \\ \Psi_{\frac{5}{2}\frac{3}{2}} &= \gamma\psi_{\frac{5}{2}\frac{3}{2}} - \delta\psi_{\frac{5}{2}\frac{1}{2}} \\ \Psi_{\frac{3}{2}\frac{1}{2}} &= \beta\psi_{\frac{3}{2}\frac{3}{2}} + \alpha\psi_{\frac{3}{2}\frac{1}{2}} \\ \Psi_{\frac{5}{2}\frac{1}{2}} &= \delta\psi_{\frac{5}{2}\frac{3}{2}} + \gamma\psi_{\frac{5}{2}\frac{1}{2}}\end{aligned}$$

où les coefficients α, β, γ et δ sont des amplitudes normalisées de la façon suivante :

$$\alpha^2 + \beta^2 = \gamma^2 + \delta^2 = 1$$

L'hamiltonien, exprimé en fonction des états de la base standard ψ_{IK} est représenté par des matrices 2×2 associées à chaque valeur de I .

$$\begin{pmatrix} \epsilon_{\frac{3}{2}} + AI(I+1) & -AC\sqrt{\left(I - \frac{1}{2}\right)\left(I + \frac{3}{2}\right)} \\ -AC\sqrt{\left(I - \frac{1}{2}\right)\left(I + \frac{3}{2}\right)} & \epsilon_{\frac{1}{2}} + AI(I+1) + a_{\text{int}}A(-1)^{I+\frac{1}{2}}\left(I + \frac{1}{2}\right) \end{pmatrix}$$

où a_{int} est le paramètre de découplage :

$$a_{\text{int}} = -\langle \chi_{\frac{1}{2}} | j_+ | \chi_{-\frac{1}{2}} \rangle$$

et C traduit l'intensité de l'interaction de Coriolis responsable du mélange des $\psi_{I\frac{3}{2}}$ et $\psi_{I\frac{1}{2}}$:

$$C = -\langle \chi_{\frac{3}{2}} | j_+ | \chi_{\frac{1}{2}} \rangle$$

et enfin

$$A = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}}$$

Les valeurs propres de cette matrice sont les énergies des états observés expérimentalement : $\langle IK^\pi | H | IK^\pi \rangle = E_{IK}$. En inversant le problème aux valeurs propres on remonte aux éléments de matrice. On peut déterminer ainsi les valeurs des énergies intrinsèques : $\epsilon_{\frac{3}{2}}$ et $\epsilon_{\frac{1}{2}}$, du terme contenant le moment d'inertie : $A = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}}$, du paramètre de découplage a_{int} et de l'intensité de l'interaction de Coriolis C^2 soit cinq inconnues. Il suffit donc de se restreindre aux trois sous espaces $I=1/2, 3/2$ et $5/2$ comme nous l'avons fait, et utiliser les énergies des cinq premiers niveaux : $E_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}}, E_{\frac{3}{2}\frac{3}{2}}, E_{\frac{3}{2}\frac{1}{2}}, E_{\frac{5}{2}\frac{3}{2}}$ et $E_{\frac{5}{2}\frac{1}{2}}$. Une fois les éléments de matrice déterminés, le calcul des amplitudes de mélange α, β, γ et δ est immédiat. Les résultats de l'inversion du problème aux valeurs propres sont présentés dans le tableau V.3. Y figurent également les énergies calculées pour les états $\Psi_{\frac{7}{2}\frac{3}{2}}$ et $\Psi_{\frac{7}{2}\frac{1}{2}}$ en utilisant ces éléments de matrice. Le désaccord qui existe entre

	^{193}Ir	^{191}Ir	^{189}Ir	^{187}Ir	^{185}Ir	^{183}Ir	^{181}Ir
$E_{\text{exp}} \frac{1}{2} \frac{1}{2}^{+}$	73,044	82,420	94,33	106,46	103,2	72,0	53,0
$E_{\text{exp}} \frac{3}{2} \frac{1}{2}^{+}$	180,068	178,943	176,520	189,57	189,1	163,1	151,4
$E_{\text{exp}} \frac{5}{2} \frac{1}{2}^{+}$	361,858	351,139	317,67	311,65	326,4	279,3	279,6
$E_{\text{exp}} \frac{5}{2} \frac{3}{2}^{+}$	138,942	129,415	113,820	110,04	105,8	111,2	104,2
$E_{\text{exp}} \frac{7}{2} \frac{1}{2}^{+}$	516,414	504,42	464,77	471,16	467,2		
$E_{\text{exp}} \frac{7}{2} \frac{3}{2}^{+}$	357,769	343,36	300,50	285,01	267,3	289,8	
$A = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}}$	31,66	29,36	25,20	24,02	24,49	24,56	24,99
a_{int}	-0,026	-0,055	-0,024	+0,068	+0,014	+0,15	+0,14
C^2	0,798	0,849	0,742	0,652	1,125	0,563	0,955
$\epsilon_{\frac{1}{2}}$	48,5	58,8	74,8	90,1	85,2	57,2	37,8
$\epsilon_{\frac{3}{2}}$	-104,2	-96,8	-86,1	-83,9	-80,4	-85,6	-80,8
$E_{\text{calc}} \frac{7}{2} \frac{1}{2}^{+}$	601,8	568,8	505,5	502,1	519,5	486,1	494,6
$E_{\text{calc}} \frac{7}{2} \frac{3}{2}^{+}$	336,5	311,6	274,5	267,3	258,0	273,7	263,6
α	0,959	0,962	0,976	0,984	0,969	0,980	0,956
β	-0,284	-0,272	-0,218	-0,180	-0,245	-0,200	-0,292
γ	0,921	0,928	0,948	0,959	0,934	0,945	0,899
δ	-0,390	-0,372	-0,318	-0,284	-0,356	-0,328	-0,438

cœur	^{192}Os	^{190}Os	^{188}Os	^{186}Os	^{184}Os	^{182}Os	^{180}Os
β_2	0,141	0,155	0,166	0,173	0,206	0,207	0,202
a	0,582	0,567	0,552	0,561	0,632	0,514	0,518
$\epsilon_{\frac{1}{2}} - \epsilon_{\frac{3}{2}}$	399,7	378,2	356,7	337,1	311,2	286,9	263,1

TAB. V.3: Partie supérieure : résultats de l'inversion du problème aux valeurs propres appliquée aux cinq premiers niveaux expérimentaux. Partie inférieure : résultats du calcul HF-contraint : paramètre de découplage déterminé à partir des fonctions d'onde obtenues et différence en énergie des états de particule individuelle.

cœur	états “ IK^π ”	décomposition		
		$ \text{HF}\psi_{I\frac{1}{2}}\rangle$	$ \text{HF}\psi_{I\frac{3}{2}}\rangle$	$ \text{HF}\psi_{I\frac{5}{2}}\rangle$
^{192}Os	$\frac{3}{2}\frac{3}{2}^+$	-0,067	0,998	-
	$\frac{3}{2}\frac{1}{2}^+$	-0,998	-0,067	-
	$\frac{5}{2}\frac{3}{2}^+$	0,088	-0,986	0,141
	$\frac{5}{2}\frac{1}{2}^+$	0,996	0,087	-0,067
^{190}Os	$\frac{3}{2}\frac{3}{2}^+$	-0,060	0,998	-
	$\frac{3}{2}\frac{1}{2}^+$	-0,998	-0,060	-
	$\frac{5}{2}\frac{3}{2}^+$	0,086	-0,995	-0,045
	$\frac{5}{2}\frac{1}{2}^+$	-0,996	-0,086	-0,004
^{188}Os	$\frac{3}{2}\frac{3}{2}^+$	0,052	0,998	-
	$\frac{3}{2}\frac{1}{2}^+$	-0,999	0,052	-
	$\frac{5}{2}\frac{3}{2}^+$	-0,081	-0,996	0,027
	$\frac{5}{2}\frac{1}{2}^+$	-0,997	0,081	-0,002
^{186}Os	$\frac{3}{2}\frac{3}{2}^+$	-0,050	0,999	-
	$\frac{3}{2}\frac{1}{2}^+$	0,999	0,050	-
	$\frac{5}{2}\frac{3}{2}^+$	0,082	-0,996	-0,036
	$\frac{5}{2}\frac{1}{2}^+$	-0,997	-0,082	-0,003
^{184}Os	$\frac{3}{2}\frac{3}{2}^+$	0,042	0,999	-
	$\frac{3}{2}\frac{1}{2}^+$	0,999	-0,042	-
	$\frac{5}{2}\frac{3}{2}^+$	-0,072	-0,997	0,009
	$\frac{5}{2}\frac{1}{2}^+$	0,997	-0,072	0,001
^{182}Os	$\frac{3}{2}\frac{3}{2}^+$	-0,051	0,998	-
	$\frac{3}{2}\frac{1}{2}^+$	0,998	0,052	-
	$\frac{5}{2}\frac{3}{2}^+$	0,084	-0,996	-0,016
	$\frac{5}{2}\frac{1}{2}^+$	-0,996	-0,084	-0,002
^{180}Os	$\frac{3}{2}\frac{3}{2}^+$	-0,061	0,998	-
	$\frac{3}{2}\frac{1}{2}^+$	0,998	0,061	-
	$\frac{5}{2}\frac{3}{2}^+$	0,098	-0,995	-0,010
	$\frac{5}{2}\frac{1}{2}^+$	0,995	0,098	0,002

TAB. V.4: Expressions des états propres de l’hamiltonien total dans la base des états de particule individuelle des cœurs d’osmium : résultat du calcul HF contraint.

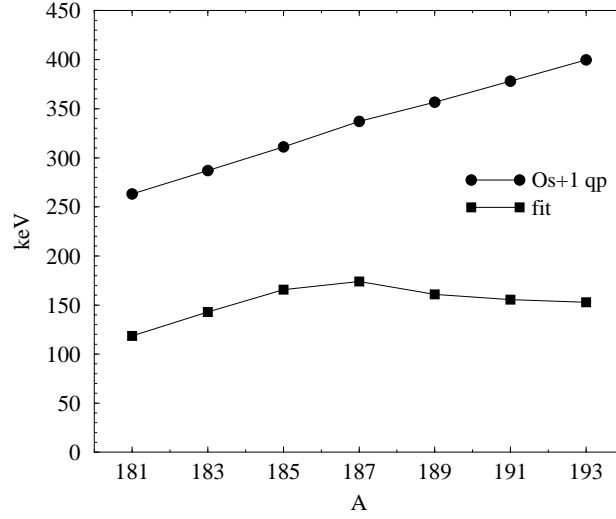


FIG. V.7: Différences des énergies des états de particule individuelle $\epsilon_{\frac{1}{2}} - \epsilon_{\frac{3}{2}}$ calculés dans le cadre du modèle HF contraint comparées aux valeurs obtenues par le fit des énergies expérimentales des cinq premiers niveaux (valeurs dans le tableau V.3).

leur valeur et les valeurs expérimentales provient de l'absence de prise en compte de la variation du moment d'inertie en fonction du moment angulaire. Si on restreint cette description du noyau aux premiers états, les moments d'inertie obtenus apportent néanmoins des premiers renseignements intéressants concernant la déformation : on voit en effet le moment d'inertie augmenter régulièrement de la masse 193 à la masse 187, puis rester à peu près constant de la masse 187 à la masse 181. Cela indique une augmentation progressive de la déformation du noyau dans son état fondamental au fur et à mesure que le nombre de neutrons diminue jusqu'à la masse 187. Puis lorsque l'état $|\frac{3}{2}\frac{3}{2}^+\rangle$ n'est plus l'état fondamental, c'est-à-dire à partir de la masse 185, les états de parité positive adoptent une déformation stable. Comme on l'avait deviné le paramètre de découplage est quasiment nul dans tous les cas. Par contre, les fonctions d'onde fournies par le modèle du rotor+1q.p. donnent un paramètre de découplage assez important ($\geq +0,5$) et à peu près constant en fonction de la masse. Le découplage de la bande $K=1/2$ est donc systématiquement surestimé dans les calculs. En ce qui concerne les mélanges, il faut comparer (au facteur de phase près) les amplitudes α , β aux composantes des états totaux " IK " sur la base des états $|\text{HF}\psi_K^I\rangle$ calculés par la méthode Hartree-Fock. Dans le calcul tous les états situés entre -5 MeV et $+5$ MeV autour du niveau de Fermi sont inclus lors de la diagonalisation de l'hamiltonien total. Les trois composantes principales sont reportées dans le tableau V.4 : où l'on s'aperçoit qu'à l'exception du cœur d'osmium 192, la composante sur l'état $|\text{HF}\psi_{I\frac{5}{2}}\rangle$ est négligeable. Il est possible dans ces conditions de comparer également les amplitudes γ et δ aux composantes selon les vecteurs $|\text{HF}\psi_{I\frac{1}{2}}\rangle$ et $|\text{HF}\psi_{I\frac{3}{2}}\rangle$. Les résultats du fit montrent un mélange faible mais non négligeable des fonctions d'onde, on a par exemple pour ^{191}Ir :

$$\langle \frac{3}{2}\frac{3}{2} | \frac{3}{2}\frac{3}{2} \rangle = 92,5\% \langle \psi_{\frac{3}{2}\frac{3}{2}} | \psi_{\frac{3}{2}\frac{3}{2}} \rangle + 7,4\% \langle \psi_{\frac{3}{2}\frac{1}{2}} | \psi_{\frac{3}{2}\frac{1}{2}} \rangle$$

et

$$\langle \frac{5}{2}\frac{3}{2} | \frac{5}{2}\frac{3}{2} \rangle = 86,1\% \langle \psi_{\frac{5}{2}\frac{3}{2}} | \psi_{\frac{5}{2}\frac{3}{2}} \rangle + 13,8\% \langle \psi_{\frac{5}{2}\frac{1}{2}} | \psi_{\frac{5}{2}\frac{1}{2}} \rangle$$

Le modèle rotor+1q.p. donne quant à lui des états très purs en K quel que soit le cœur, soit un mélange systématiquement sous estimé par rapport à la situation décrite avec le fit. Pour comparaison, on obtient avec un calcul utilisant le cœur de ^{190}Os :

$$\langle \frac{3}{2} \frac{3}{2} | \frac{3}{2} \frac{3}{2} \rangle = 99,6\% \langle \psi_{\frac{3}{2} \frac{3}{2}}^{\text{HF}} | \psi_{\frac{3}{2} \frac{3}{2}}^{\text{HF}} \rangle + 0,4\% \langle \psi_{\frac{3}{2} \frac{1}{2}}^{\text{HF}} | \psi_{\frac{3}{2} \frac{1}{2}}^{\text{HF}} \rangle$$

et

$$\langle \frac{5}{2} \frac{3}{2} | \frac{5}{2} \frac{3}{2} \rangle = 99,2\% \langle \psi_{\frac{5}{2} \frac{3}{2}}^{\text{HF}} | \psi_{\frac{5}{2} \frac{3}{2}}^{\text{HF}} \rangle + 0,7\% \langle \psi_{\frac{5}{2} \frac{1}{2}}^{\text{HF}} | \psi_{\frac{5}{2} \frac{1}{2}}^{\text{HF}} \rangle + \dots$$

Ces différences prennent tout leur sens si on se réfère à la figure V.7 représentant les tracés des variations de l'écart en énergie des états intrinsèques $|\chi_{\frac{1}{2}}\rangle$ et $|\chi_{\frac{3}{2}}\rangle : \epsilon_{\frac{1}{2}} - \epsilon_{\frac{3}{2}}$. Il est clair que le modèle prévoit un écart en énergie trop élevé[†] (environ deux fois trop). D'autre part la tendance générale en fonction du nombre de neutrons n'est pas reproduite : alors que l'écart en énergie présente une sorte de maximum à la masse 187 pour une variation globale faible, le modèle représente cet écart en constante diminution avec le nombre de neutrons.

En conclusion, le premier ennui que rencontre le modèle dans sa description des bandes $3/2^+[402]$ et $1/2^+[400]$ réside dans leur séparation en énergie qu'il prédit deux fois trop grande, ce qui le conduit à sous estimer leur mélange sous l'effet du terme non diagonal de l'interaction de Coriolis. Le deuxième concerne la bande $1/2^+[400]$ assez régulière dans la réalité qu'il décrit comme relativement découplée. Notons cependant qu'il a été suggéré que cet état $\frac{1}{2}^+$ soit le membre $K = K_0 - 2$ d'une paire d'états de vibration γ construite sur l'état fondamental $3/2^+[402]$ [Nør71]. Il ne faut donc pas nécessairement attendre d'un modèle qui ne tient pas compte de la vibration qu'il le décrive correctement. Par contre, on peut accorder une certaine confiance à la description de la bande fondamentale $3/2^+[402]$ dans les noyaux 193–191–189–187Ir puisqu'elle n'est pas sujette au découplage et que le mélange avec la bande $1/2^+[400]$ s'il existe, reste modeste.

2.b Analyse des moments de l'état fondamental de ^{193}Ir , ^{191}Ir , ^{189}Ir et ^{187}Ir .

Dans le tableau V.5 on constate que le calcul rotor+1q.p. des moments quadrupolaires spectroscopiques donne des résultats en bon accord avec les valeurs expérimentales, bien que légèrement trop élevés. La tendance à une augmentation du moment quadrupolaire au fur et à mesure que le nombre de neutrons diminue, traduisant l'augmentation progressive de la déformation est bien reproduite (ce qui est heureux dans la mesure où les cœurs sont contraints aux déformations expérimentales). Le fait d'obtenir une valeur systématiquement un peu trop élevée trahit peut-être l'existence de la faible composante $K = 1/2$ déduite de l'étude des bandes rotationnelles au paragraphe précédent et que le modèle ne représente pas. En effet, le calcul en rotor+1q.p. donne pour une orbitale $K = 1/2$ pure un Q_s identique en valeur absolue à la situation où $K = 3/2$ mais de signe opposé. Une légère contribution de cette orbitale à l'état de quasiparticule " $3/2^+[402]$ " suffirait donc à abaisser légèrement la valeur de moment quadrupolaire spectroscopique associée. En utilisant le moment quadrupolaire intrinsèque Q_0 à partir du β_2 extrait du déplacement isotopique (voir tableau V.6), la valeur expérimentale de Q_s est reproduite pour une contribution de l'ordre de 5 – 6% de $K = 1/2$,

[†]La comparaison n'est en fait pas aussi directe : la valeur ϵ_K extraite du fit représente la valeur moyenne dans l'état nucléaire de la partie \mathcal{H}_0 de l'hamiltonien du rotor (équation C.11 du Chapitre II) : $\mathcal{H}_0 = \mathcal{H}_{int} + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_0} [\mathbf{j}^2 - 2j_3^2]$ où \mathcal{H}_{int} représente la partie intrinsèque à comparer véritablement avec le résultat du calcul HF.

noyau I^π	β_2 (exp)	cœur β_2	μ (μ_N)				
			exp	rotor+1q.p.		Nilsson	
				$g_{s_{free}}$	0,6 $g_{s_{free}}$	$g_{s_{free}}$	0,6 $g_{s_{free}}$
^{193}Ir 3/2 ⁺	0,144	^{192}Os 0,141	+0,1637(6) [‡] +0,166(8) [‡]	-0,147	+0,485	-0,074	+0,517
^{191}Ir 3/2 ⁺	0,155	^{190}Os 0,155	+0,1507(6) [‡] +0,151(4) [‡]	-0,154	+0,482	-0,071	+0,520
^{189}Ir 3/2 ⁺	0,163	^{188}Os 0,166	0,13(4) [‡] +0,144(7) [‡]	-0,153	+0,482	-0,069	+0,522
^{187}Ir 3/2 ⁺	0,167	^{186}Os 0,173	+0,17(1) [‡]	-0,151	+0,485	-0,066	+0,525

noyau I^π	β_2 exp	cœur β_2	Q_s (b)	
			exp	rotor+1q.p.
^{193}Ir 3/2 ⁺	0,144	^{192}Os 0,141	+0,751(9) [‡] +0,75(7) [‡]	+0,788
^{191}Ir 3/2 ⁺	0,155	^{190}Os 0,155	+0,816(9) [‡] +0,84(8) [‡]	+0,867
^{189}Ir 3/2 ⁺	0,163	^{188}Os 0,166	+0,878(10) [‡] +0,87(7) [‡]	+0,924
^{187}Ir 3/2 ⁺	0,167	^{186}Os 0,173	+0,941(11) [‡] +0,9(1) [‡]	+0,960

TAB. V.5: Moments dipolaires magnétiques et quadrupolaires spectroscopiques des isotopes 193, 191, 189 et 187.

[‡]Valeurs disponibles dans la littérature[‡]COMPLIS

noyau	$Q_{s(exp)}$ (b)	K	Q_0 (b)	$Q_{0(IS)}$ (b)
^{193}Ir	+0,75(7)	1/2	-3,8(4)	4,3
		3/2	+3,8(4)	
^{191}Ir	+0,84(8)	1/2	-4,2(4)	4,6
		3/2	+4,2(4)	
^{189}Ir	+0,87(7)	1/2	-4,4(4)	4,8
		3/2	+4,4(4)	
^{187}Ir	+0,9(1)	1/2	-4,5(1)	4,9
		3/2	+4,5(1)	

TAB. V.6: Comparaison entre la valeur du moment quadrupolaire intrinsèque calculé à partir du moment quadrupolaire spectroscopique et celle calculée à partir de $|\beta_2|$ extrait du déplacement isotopique.

ce qui se trouve en bon accord avec le résultat du fit.

Enfin, il ne faut pas s'étonner, étant donné la pureté de "3/2⁺[402]" dans les calculs en rotor+1q.p., de tomber sur des moments magnétiques calculés pratiquement identiques à ceux calculés à l'aide des fonctions d'onde de Nilsson [Nil55] (le calcul a été effectué ici pour une valeur du paramètre $\eta = 4$ et $g_R = \frac{Z}{A}$). En ce qui concerne le moment magnétique, l'analyse de l'accord entre valeurs expérimentale et théorique est limitée par la forte sensibilité de celle-ci à la valeur de g_{seff} et ce, quel que soit le modèle utilisé. Notons simplement que la valeur mesurée se trouve encadrée par les valeurs calculées avec g_{free} et $0,6 g_{free}$.

3 Le système $h_{\frac{9}{2}}$

3.a La bande 1/2⁻[541]

Un système d'états construits sur les états de particule individuelle issus principalement de la couche $h_{\frac{9}{2}}$ a été isolé dans les isotopes déficitaires en neutron de l'iridium. Il forme un

noyau	5/2 ⁻	9/2 ⁻	ref.
¹⁹³ Ir	1133 keV	1150 keV	[Pri71]
¹⁹¹ Ir	-	882 keV	[Pri71]
¹⁸⁹ Ir	607,52 keV	563,7 keV	[And75]
¹⁸⁷ Ir	201,52 keV	186,2 keV	[And75]
¹⁸⁵ Ir	0 keV	5,8 keV	[Sch79]
¹⁸³ Ir	0 keV	16,2 keV	[Zer79]

TAB. V.7: Spin des deux premiers états du système $h_{\frac{9}{2}}$.

groupe d'états excités au dessus d'un niveau 9/2⁻ ou 5/2⁻ selon l'isotope. L'énergie des deux premiers niveaux de ce groupe est reportée dans le tableau V.7 ci-dessus. Dans ¹⁹¹Ir et ¹⁹³Ir cependant, les seuls membres identifiés sont ceux reportés dans le tableau (pour ¹⁹¹Ir l'état 5/2⁻, non observé, est attendu très proche [Pri71]). Dans les isotopes plus légers : ¹⁸⁵Ir et ¹⁸³Ir, le premier niveau de ce système devient l'état fondamental du noyau. Les études citées dans le tableau (voir également les références qui s'y trouvent) indiquent que ce système correspond essentiellement à la bande rotationnelle construite sur l'état de particule individuelle 1/2⁻[541]. Outre un fort découplage, on peut s'attendre à ce qu'elle se mélange de manière importante avec la bande construite sur l'état 3/2⁻[532] (lui aussi issu principalement de la couche $h_{\frac{9}{2}}$) sous l'effet de l'interaction de Coriolis. Ceci se vérifie aisément si l'on en juge par l'aspect fortement perturbé qu'elle présente figure V.8. Sur cette figure sont tracés les niveaux de basse énergie de ce système avec les énergies calculées dans le cadre du modèle du rotor+1q.p. Le bon accord obtenu avec le cœur de ¹⁸⁶Os est remarquable. Dans le cas de ¹⁸³Ir et ¹⁸⁵Ir l'espacement des deux premiers niveaux de la bande, 5/2⁻ et 9/2⁻, correspond à un paramètre de découplage effectif $a_{eff} \simeq 7$ (voir figure II.3) et se trouve bien reproduit. Le reste de la sous-bande favorisée : 1/2, 13/2 et 17/2 tout en étant cohérent avec cette valeur de a_{eff} , se trouve aussi en très bon accord avec le calcul. Les états de la sous-bande défavorisée : 3/2, 7/2 et 11/2, sont par contre systématiquement calculés à une énergie trop élevée. On peut donc penser que le mélange avec la bande 3/2⁻[532] est plus important que celui prévu par le modèle. Mais de manière générale, l'ordre des niveaux est correctement représenté par les

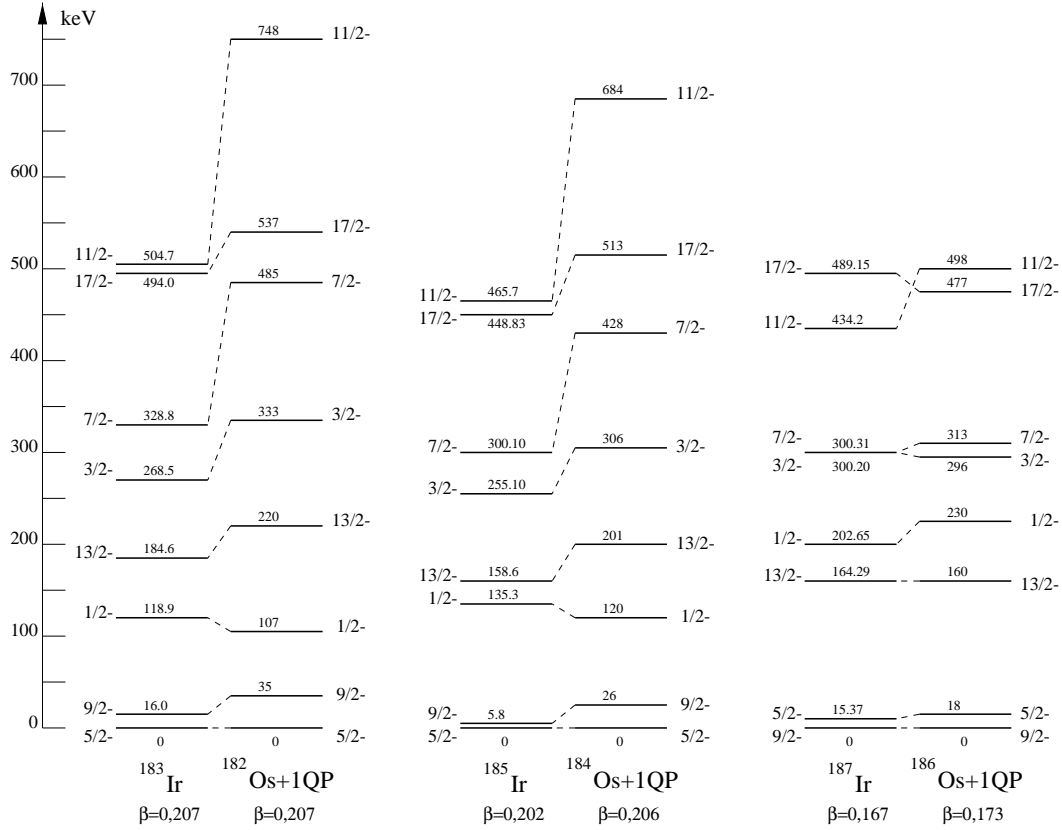


FIG. V.8: Systématique des niveaux construits sur les états issus de la couche $h_{7/2}$ observés dans les noyaux de masse impaire $^{187-183}\text{Ir}$. Pour la masse 187 les niveaux ont été déplacés vers le bas de façon à ramener l'énergie de la tête de bande $9/2^- 1/2^- [541]$ à 0 : $E_{2\frac{9}{2}}^{\frac{9}{2}}(^{187}\text{Ir}) = 186,15 \text{ keV}$ (la bande $1/2^- [541]$ est calculée au dessus de 1500 keV avec le cœur ^{188}Os et ne peut pas être représentée).

cœurs d'osmium pour ^{183}Ir , ^{185}Ir et ^{187}Ir (voir figure V.2). Il est intéressant en particulier de constater que l'on reproduit bien l'inversion de la position des niveaux $9/2^-$ et $5/2^-$ observé entre ^{185}Ir et ^{187}Ir .

La valeur du paramètre de découplage (Chapitre II) :

$$a_{\text{int}} = \sum_j (-1)^{j-\frac{1}{2}} \left(j + \frac{1}{2} \right) C_{\frac{1}{2}j}^2$$

permet de se donner une idée de la composition de l'état de particule individuel $1/2^- [541]$ sur les orbitales sphériques du modèle en couche : $|\phi_{\Omega j}\rangle$. Pour une orbitale de $j = \frac{9}{2}$ tout à fait pure on obtiendrait $a_{\text{int}} = 5$. Un calcul type Nilsson [Nil69] effectué pour ^{185}Ir [And79] donnant des niveaux en très bon accord avec le schéma expérimental aboutit à : $a_{541} = 4,80$, le calcul effectué à partir des fonctions d'onde fournies par le modèle rotor+1q.p. donne les valeurs rassemblées dans le tableau V.8. On peut penser que l'on dispose d'un paramètre a du bon ordre de grandeur bien qu'un peu faible. Son comportement en fonction de la déformation est cependant correct : la trajectoire d'un nucléon sur une orbitale de moment angulaire élevé possède un recouvrement plus important avec un cœur plus déformé, ce qui tend à favoriser

$^{182}\text{Os}+1\text{q.p.}$ $\beta = 0,207$	$^{184}\text{Os}+1\text{q.p.}$ $\beta = 0,206$	$^{186}\text{Os}+1\text{q.p.}$ $\beta = 0,173$
4,43	4,49	4,63

TAB. V.8: Paramètre de découplage intrinsèque de la bande $1/2^- [541]$ issus du calcul rotor+1q.p.

	I	a_{eff}	
^{187}Ir		EXP	$^{186}\text{Os}+1\text{qp}$ $\beta = 0,173$
	5/2	+8,36	+8,37
	9/2	+8,34	+8,40
^{185}Ir		EXP	$^{184}\text{Os}+1\text{qp}$ $\beta = 0,206$
	5/2	+7,84	+7,28
	9/2	+7,84	+7,30
			$\beta = 0,179$
	5/2		+7,68
^{183}Ir	9/2		+7,66
		EXP	$^{182}\text{Os}+1\text{qp}$ $\beta = 0,207$
	5/2	+7,53	+7,01
	9/2	+7,58	+7,07

TAB. V.9: Comparaison entre valeurs tirées des spectres expérimentaux et des spectres théoriques du paramètres de découplage effectifs pour $I=5/2$ et $I=9/2$ des noyaux ^{187}Ir et ^{185}Ir .

le couplage à la déformation et donc à diminuer a . Dans tous les cas cependant $a \simeq 4,5$ ce qui est très proche de la valeur maximum correspondant à la situation où j est un bon nombre quantique. On peut conclure que dans les noyaux ^{183}Ir et ^{185}Ir le mouvement du proton non apparié est complètement décrit par une orbitale sphérique $h_{\frac{9}{2}}$.

Il est difficile de donner une estimation de l'énergie de particule individuelle de l'état $1/2^- [541]$ comme nous l'avons fait dans le cas des niveaux de parité positive. Les niveaux construits sur l'état de particule individuelle $3/2^- [532]$ ne sont en effet pas clairement isolés expérimentalement. Il est possible néanmoins de donner une analyse quantitative de la situation en ayant recours à la notion de paramètre de découplage effectif a_{eff} [Eme73] développée au Chapitre II. Cette quantité représente en effet une façon de caractériser en un seul paramètre l'aspect «perturbé» d'une bande rotationnelle, en tenant compte à la fois du facteur de découplage intrinsèque et du mélange avec les bandes $K \pm 1$. Dans le tableau V.9 on s'aperçoit du très bon accord entre les valeurs de a_{eff} issues des spectres expérimental et théorique pour ^{187}Ir , accord qui est le reflet de celui que nous avons constaté directement sur les schémas de niveaux représentés figure V.8. On réalise également que l'on passe entre ^{187}Ir et ^{185}Ir à une bande un peu moins perturbée expérimentalement, ce qui traduit le changement de déformation et conduit à l'inversion des niveaux $5/2 - 9/2$ et $1/2 - 13/2$. Cette tendance est bien reproduite par le modèle mais sans doute avec une trop grande ampleur, c'est-à-dire que la

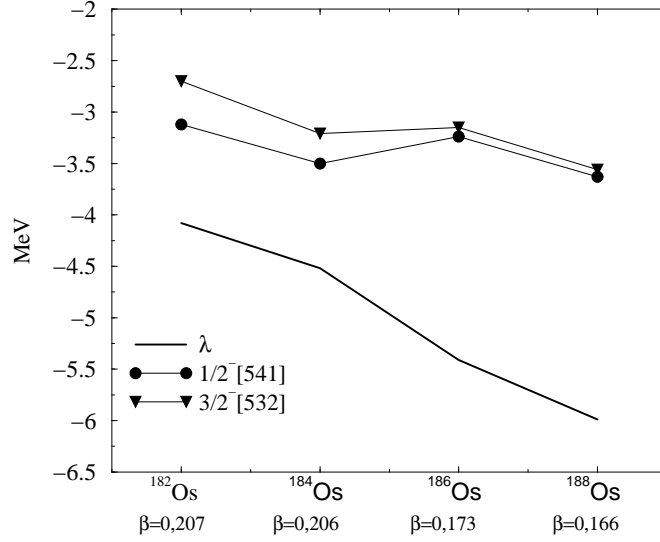


FIG. V.9: Energies HF des états de particule individuelle issus de la couche $h_{9/2}$

valeur théorique du facteur de découplage effectif est sensiblement trop faible par rapport à la valeur observée, défaut qui se renforce pour le cœur ^{182}Os . Maintenant, si on considère la composition de la fonction d'onde désignée comme " $1/2^- [541]$ " :

$$\begin{aligned}
 &^{186}\text{Os} \\
 \langle I = \frac{5}{2} K = \frac{1}{2}^- \rangle &= 70,2\% \langle \frac{1}{2}^- [541]^{HF} \rangle + 28,2\% \langle \frac{3}{2}^- [532]^{HF} \rangle \quad \beta = 0,173 \\
 &^{184}\text{Os} \\
 \langle I = \frac{5}{2} K = \frac{1}{2}^- \rangle &= 79,3\% \langle \frac{1}{2}^- [541]^{HF} \rangle + 20,7\% \langle \frac{3}{2}^- [532]^{HF} \rangle \quad \beta = 0,179 \\
 \langle I = \frac{5}{2} K = \frac{1}{2}^- \rangle &= 85,5\% \langle \frac{1}{2}^- [541]^{HF} \rangle + 14,5\% \langle \frac{3}{2}^- [532]^{HF} \rangle \quad \beta = 0,206
 \end{aligned}$$

($K^\pi[Nn_3\Lambda]^{HF}$ désignant la fonction d'onde de particule individuelle dans le champ Hartree-Fock de composante principale $K^\pi[Nn_3\Lambda]$ sur la base asymptotique) on voit que l'importance de la composante sur l'orbitale $3/2^- [532]$ s'amenuise au passage d'un cœur ^{186}Os à ^{184}Os , et d'autant plus que la déformation est grande. Ainsi, d'une part on confirme que l'aspect «décomprimé» des niveaux de la sous bande calculés par rapport au niveaux expérimentaux est bien dû au fait de sous-estimer le mélange entre $1/2^- [541]$ et $3/2^- [532]$, c'est-à-dire que l'écart en énergie de ces deux états de particule individuelle est calculé trop grand (voir figure V.9). Et d'autre part, on peut associer la faiblesse du paramètre de découplage effectif du spectre théorique à la fois au fait de calculer un paramètre de découplage intrinsèque trop petit et au fait de sous-estimer la composante $K=3/2$ dans la fonction d'onde de quasiparticule " $1/2^- [541]$ ". Le paramètre de découplage effectif à lui seul résume cette situation, ce qui confirme qu'il constitue une notion pratique pour cette analyse, il entrera en particulier à nouveau en ligne de compte dans l'analyse des noyaux impairs-impairs présentant un phénomène de double découplage (voir C).

3.b Analyse des moments de l'état fondamental de ^{185}Ir et ^{183}Ir

Le calcul du moment magnétique associé à l'état de quasiparticule " $1/2^- [541]$ " offre une comparaison avec l'expérience assez médiocre comme on peut le constater dans le tableau

noyau I^π	β_2 (exp)	cœur β_2	μ (μ_N)				
			exp	rotor+1q.p.		Nilsson	
				$g_{s_{free}}$	$0,6 g_{s_{free}}$	$g_{s_{free}}$	$0,6 g_{s_{free}}$
^{185}Ir $5/2^-$	0,202	^{184}Os 0,206	$2,605(13)^{\dagger}$ $+2,56(7)^b$	+1,38	+2,06	+1,26	+1,70
^{183}Ir $5/2^-$	0,207	^{182}Os 0,207	$+2,35(8)^b$	+1,37	+2,02	+1,26	+1,70

noyau I^π	β_2 exp	cœur β_2	Q_s (b)	
			exp	rotor+1q.p.
^{185}Ir $5/2^-$	0,202	^{184}Os 0,206	$-2,06(14)^{\dagger}$ $-1,8(6)^b$	-1,46
^{183}Ir $5/2^-$	0,207	^{182}Os 0,207	$-1,9(7)^b$	-1,51

TAB. V.10: Moments dipolaires magnétiques et quadrupolaires spectroscopiques des isotopes 185, 183.

† Valeurs disponibles dans la littérature

b COMPLIS

V.10 : la valeur expérimentale est deux fois plus forte que la valeur calculée avec $g_{s_{free}}$. Cette situation semble être simplement le reflet de nos conclusions sur l'étude de la bande $1/2^-$ [541]. En effet le moment magnétique calculé pour un état de particule individuelle en utilisant le jeu de fonctions d'onde de B. R. Mottelson et S. G. Nilsson pour $\eta = 4$ [Mot59] et un facteur gyromagnétique $g_R = \frac{Z}{A}$ donne une valeur similaire mais encore plus faible. Or si on calcule le moment magnétique d'un état de particule individuelle dans le champ Hartree-Fock du cœur ^{182}Os de composante principale $1/2^-$ [541], sans tenir compte du couplage à la rotation du cœur (et donc sans tenir compte des mélanges) on obtient des valeurs quasiment identiques à celle du modèle de Nilsson (voir tableau ci-dessous).

^{182}Os	μ (μ_N)	
	$g_{s_{free}}$	$0,6 g_{s_{free}}$
	$1/2^-$ [541] 100%	+1,30 +1,74

Il semblerait que ce soit sous l'influence du mélange de l'état $1/2^-$ [541] avec l'état $3/2^-$ [532] que le moment magnétique augmente et devienne susceptible de se rapprocher de la valeur expérimentale. En comparant les valeurs du moment quadrupolaire extraites de Q_s et de $|\beta_2|$ (tableau V.11), on constate que la valeur la plus probable pour K est $1/2$. Mais l'étendue de nos incertitudes autorise n'importe quel taux de mélange jusqu'au mélange complet, autrement dit ne nous permet pas de disposer d'une indication fiable. Par contre la valeur plus précise obtenue par S. Ohya *et al.* : $Q_s = -2,06(14)$ [Ohy88] impose une fonction d'onde totalement pure $K = 1/2$. Cette contradiction avec l'ensemble des indications apportées par les autres données expérimentales indique que le problème vient de l'analyse des moments quadrupolaires. Il est bon de rappeler que lors de l'extraction du moment quadrupolaire intrinsèque, la contribution au moment quadrupolaire spectroscopique due au mouvement de la particule est négligée. Or le paramètre de découplage intrinsèque est pratiquement le maxi-

noyau	$Q_{s(exp)} \text{ (b)}$	K	$Q_0 \text{ (b)}$	$Q_{0(IS)} \text{ (b)}$
^{185}Ir	$-1,8(6)$	1/2	6 ± 2	5,9
		3/2	25 ± 8	
	$-2,06(14)^{\ddagger}$	1/2	$7,2 \pm 0,5$	
		3/2	29 ± 2	
^{183}Ir	$-1,9(7)$	1/2	7 ± 2	6,0
		3/2	27 ± 10	

TAB. V.11: Comparaison entre la valeur du moment quadrupolaire intrinsèque calculée à partir du moment quadrupolaire spectroscopique et celle calculée à partir de $|\beta_2|$ extrait du déplacement isotopique.

\ddagger [Ohy88]

mum qu'il serait possible d'obtenir pour un mouvement décrit par une orbitale sphérique pure. Il est donc probable que ce mouvement fortement découplé du cœur, caractérisé par une fonction d'onde $h_{\frac{9}{2}}$ essentiellement localisée près de la surface du noyau, se traduit par une contribution non négligeable au moment quadrupolaire spectroscopique. Il serait bon de calculer cette contribution et d'en tenir compte.

C Les noyaux impairs-impairs

1 Objectifs de la discussion

Les noyaux impairs-impairs : $^{182,184,186,188}\text{Ir}^g$ et $^{186}\text{Ir}^m$ que nous avons observés sont presque aussi nombreux que les noyaux impairs. Cette étude pourra peut-être paraître exagérément longue, mais elle correspond à l'analyse et l'interprétation d'environ la moitié de nos résultats expérimentaux. D'autre part, en ce qui concerne ces noyaux, soit ils n'ont fait l'objet que de descriptions théoriques succinctes, soit ils n'ont fait l'objet que d'un nombre très limité d'études expérimentales (parfois même les deux).

La procédure d'analyse est à peu près la même pour chaque cas (sauf $^{186}\text{Ir}^g$ qui présente des difficultés supplémentaires). Connaissant avec plus ou moins de certitude le spin de l'état fondamental, nous calculons le moment quadrupolaire intrinsèque à partir du moment quadrupolaire spectroscopique par la formule de changement de référentiel de Bohr et Mottelson (Chapitre II) en appliquant plusieurs valeurs de K possibles. D'autre part, à la valeur absolue du paramètre de déformation $|\beta_2|$ extraite du déplacement isotopique correspond aussi une valeur du moment quadrupolaire intrinsèque, mais indépendamment du changement de référentiel. La comparaison entre les deux fournit des indications sur la composition de l'état nucléaire suivant les valeurs de K . Afin d'essayer de déterminer la nature de la configuration proton-neutron à laquelle cette ou ces valeurs de K correspondent, on se tourne alors vers les états de particule individuelle proton et neutron observées dans les noyaux impairs voisins. Concernant les états de proton, on s'inspirera de l'étude que l'on vient d'en faire. Et pour les neutrons, il faudra considérer les noyaux Os et Pt impairs correspondant aux isotones du nucléide étudié. Pour décrire de manière précise chaque état, il est ensuite nécessaire d'effectuer les calculs dans le cadre du modèle du rotor+1(2)q.p. La première étape consiste bien entendu à obtenir les états de particule individuelle entrant dans la composition de l'état propre de l'hamiltonien total à une ou deux quasiparticules. La comparaison des bandes rotationnelles construites sur les états à une quasiparticule neutron aux spectres expérimentaux permet souvent de se faire une idée de la qualité des fonctions d'onde de particule individuelle qui décriront le couplage proton-neutron. De plus le comportement de ces états sous l'effet de l'interaction de Coriolis dans le noyau impair se retranscrit dans la composition de l'état couplé représentant le noyau impair-impair. Parmi nos données expérimentales, c'est ici que le moment magnétique joue un rôle important. En l'état actuel des choses, il ne peut être comparé qu'aux valeurs calculées pour des configurations à deux états de particule individuelle pures. Ceci est fort dommageable étant donné, comme nous venons de le voir, l'importance que tient l'interaction de Coriolis dès que l'état de proton $1/2^- [541]$ est mis en jeu. Ce calcul permet cependant, si un doute subsiste sur la configuration, de lever l'indétermination et reste le seul à nous fournir ce type d'indications puisque la valeur du moment quadrupolaire n'est pas non plus calculée. Mais le moment magnétique constitue le plus souvent une quantité difficile à estimer, et dans l'écart que l'on trouve à la valeur expérimentale se trouvent aussi parfois les particularités intéressantes du noyau récalcitrant. Enfin, on donne la composition de la fonction d'onde de l'état étudié telle qu'elle est calculée dans le cadre du modèle du rotor+2q.p. non sans avoir vérifié le degré de cohérence qu'elle présente avec la valeur de K obtenue par l'analyse du moment quadrupolaire. Et selon l'étendue de la connaissance des niveaux expérimentaux on vérifie éventuellement l'accord avec le schéma disponible pour la partie de basse énergie des structures construites sur l'état qui fait l'objet de l'étude.

Etant donné le nombre de degrés de liberté négligés et l'aspect incomplet du calcul du moment magnétique, on ne pourra pas attendre de la confrontation entre les résultats expérimentaux et théoriques un accord parfait. Il faudra plutôt considérer cette analyse comme une façon de mener une réflexion cohérente sur l'ensemble des noyaux de cette chaîne isotopique. Il s'agira donc, ici aussi, de tenter de circonscrire les zones d'ombre pour mieux en pointer l'origine.

2 Etude de l'état fondamental de ^{188}Ir

Ce noyau, qui est le noyau impair-impair déficient en neutron le plus proche de la vallée de stabilité a malheureusement suscité assez peu d'intérêt. Les rares auteurs qui se sont consacrés à son étude [Ell78, Kre84'] ont attribué un moment angulaire $I = 1$ ou 2 à son état fondamental. Plus récemment R. Eder *et al.* ont tranché en faveur de $I = 1$ [Ede85]. La

Q_s	K	Q_0	β_{Q_0}	β_{IS}	Q_{0IS}
[All82]+[Hag81]/2				COMPLIS	
+0,484(6)	0	-2,42(3)	-0,091(1)	0,160	4,66
	1	+4,84(6)	+0,166(2)		
COMPLIS				COMPLIS	
+0,47(5)	0	-2,4(3)	-0,09(1)	0,160	4,66
	1	+4,7(5)	+0,16(2)		

TAB. V.12: Comparaison entre la valeur du moment quadrupolaire intrinsèque calculée à partir du moment quadrupolaire spectroscopique et celle calculée à partir de $|\beta_2|$ extrait du déplacement isotopique pour ^{188}Ir .

première étape de l'analyse consiste à comparer la valeur du moment quadrupolaire intrinsèque, obtenue à partir du moment quadrupolaire spectroscopique pour les différentes valeurs de K possibles, avec celle correspondant à la valeur absolue du paramètre de déformation $|\beta_2|$ (extrait du déplacement isotopique). Il existe un accord remarquable ici entre ces deux valeurs pour $K = 1$. Ce qui tend à montrer que nous sommes en présence d'une fonction d'onde présentant une composition en K pratiquement pure. Le noyau ^{188}Ir est situé dans la partie de la chaîne isotopique correspondant aux faibles déformations ($\beta_2 \leq 0,17$), c'est-à-dire avant la transition que constitue la masse 186. Nous avons vu que l'état fondamental des noyaux impairs ^{187}Ir et ^{189}Ir est décrit comme un proton placé dans l'orbitale $3/2^+[402]$. Il y a donc tout lieu de supposer que l'état fondamental de l'impair-impair est principalement décrit par une configuration proton-neutron incluant $\pi 3/2^+[402]$. Dans ces noyaux nous avons également vu que l'état $1/2^+[400]$ situé non loin en énergie tend à se mélanger à $3/2^+[402]$ sous l'effet de l'interaction de Coriolis. Il faut donc s'attendre aussi à une contribution à l'état fondamental provenant d'une configuration impliquant cette orbitale. Les orbitales correspondant aux états de neutrons identifiées dans le noyau impair voisin ^{187}Os à faible énergie sont $1/2^- [510]$, $3/2^- [512]$, $7/2^- [503]$ et $11/2^+ [615]$. Parmi celles-là il en est deux que l'interaction de Coriolis tend à mélanger de manière très importante : $1/2^- [510]$ et $3/2^- [512]$. Il paraît donc cohérent de proposer pour l'état fondamental de ^{188}Ir un état de composante principale sur la configuration $[\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 3/2^+ [402]]_{K=1}$ et une composante non négligeable sur la configuration $[\nu 3/2^- [512] \otimes \pi 1/2^+ [400]]_{K=1}$. A. J. Kreiner *et al.* [Kre84'] ont aussi proposé la configuration $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 3/2^+ [402]$ pour décrire l'état fondamental en se basant sur le schéma à l'ordre 0 constitué à partir des valeurs moyennes des énergies de particule indivi-

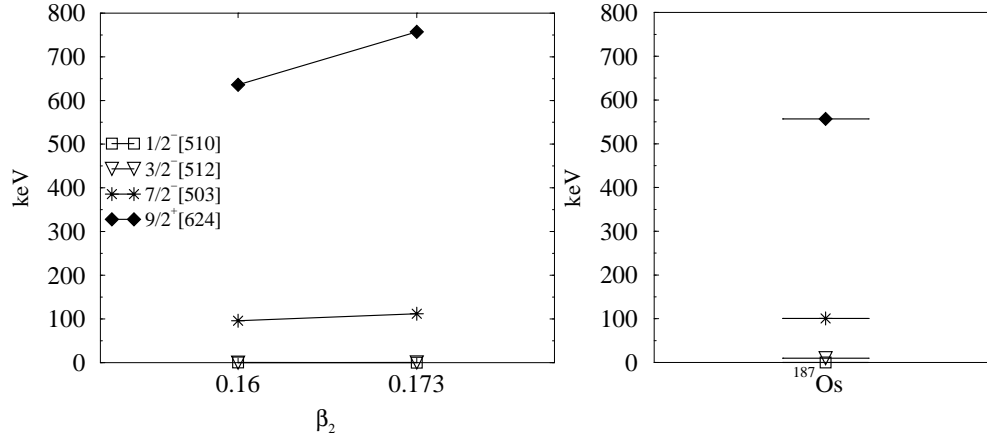


FIG. V.10: A gauche : énergies des premiers niveaux des bandes rotationnelles construites sur les états de neutron $1/2^- [510]$, $3/2^- [512]$, $7/2^- [503]$ et $9/2^+ [624]$ calculées avec le cœur ^{186}Os contraint à deux déformations différentes : $\beta_2 = 0,160$ et $\beta_2 = 0,173$ proches de (ou égale à) la déformation expérimentale ($\beta_2 = 0,160$) A droite : les mêmes états observés dans les noyaux ^{187}Os .

duelle proton observées dans les noyaux ^{187}Ir et ^{189}Ir , et des énergies de particule individuelle neutron observées dans ^{187}Os . Le moment magnétique a été calculé pour les deux états purs $[\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 3/2^+ [402]]_{K=1}$ et $[\nu 3/2^- [512] \otimes \pi 1/2^+ [400]]_{K=1}$ en utilisant les fonctions d'onde de particule individuelle dans le champ Hartree-Fock (table V.13). Il apparaît que le signe du moment magnétique expérimental (table V.14) n'est reproduit que pour la configuration $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 3/2^+ [402]$. D'autre part, l'accord sur la valeur elle-même est bon. Mais ceci ne nous donne aucune indication supplémentaire sur l'existence d'une composante provenant de la configuration $\nu 3/2^- [512] \otimes \pi 1/2^+ [400]$. Pour essayer d'aller plus loin dans la compréhension de l'état fondamental de ce noyau, nous allons confronter les résultats expérimentaux aux résultats du calcul rotor+1(2)q.p. En ce qui concerne les états de proton, nous avons vu dans la première partie de ce chapitre que les calculs de rotor+1q.p. se trouvaient essentiellement en désaccord sur les positions relatives des têtes de bande $1/2^+ [400]$ et $3/2^+ [402]$, avec pour conséquence le fait de sous-estimer la composante de l'état fondamental sur l'orbitale $1/2^+ [400]$. On peut comparer sur la figure V.10 les énergies des têtes de bandes $1/2^- [510]$, $3/2^- [512]$, $7/2^- [503]$ et $9/2^+ [624]$ calculées pour un cœur ^{186}Os dans le cadre du modèle du rotor+1q.p. avec les énergies expérimentales observées dans ^{187}Os . Non seulement l'accord sur les positions relatives est excellent, mais, ce qui est plus rare, les énergies sont très bien reproduites. On peut noter qu'elles évoluent peu entre les deux déformations de contrainte utilisées ici : $\beta_2 = 0,160$ et $\beta_2 = 0,173$. Intéressons-nous maintenant à la structure des bandes $1/2^- [510]$ et $3/2^- [512]$. Il s'agit de deux états de particule individuelle observés très proches l'un de l'autre pratiquement systématiquement dans cette région de masse et qui se prêtent à d'importants mélanges sous l'effet de l'interaction de Coriolis. Le structure observée de ces deux bandes [Sod75], reportée dans la partie centrale de la figure V.11, confirme que cette situation est valable également pour ^{187}Os . Le mélange doit en fait même être maximal. En effet, dans une situation où les deux niveaux non perturbés sont presque dégénérés, l'écart de leur énergie finale ΔE_f une fois tenu compte du terme perturbatif non-diagonal V , est de l'ordre de $\Delta E_f \simeq 2V$. On peut se donner une idée du terme d'énergie non diagonal de

^{188}Ir		$^{186}\text{Os } \beta_2 = 0,173$	
		$\mu (\mu_N)$	
		$g_{s_{free}}$	$0,6g_{s_{free}}$
$\nu 1/2^- [510] \otimes$ $\pi 3/2^+ [402]$	K=1	+0,49	+0,77
$\nu 3/2^- [512] \otimes$ $\pi 1/2^+ [400]$	K=1	-0,51	-0,23

TAB. V.13: Moments magnétiques de ^{188}Ir pour une configuration pure, à partir des fonctions d'onde de quasiparticules neutron et proton calculées dans le cadre du modèle HF contraint avec un cœur ^{186}Os .

I^π	$\mu(\mu_N)$ [Ede85]	$\mu(\mu_N)$ COMPLIS
1^-	0,302(10)	+0,31(1)

TAB. V.14: Valeurs expérimentales du moment magnétique.

Coriolis :

$$\langle \Psi_K^I | V_{Cor} | \Psi_{K+1}^I \rangle = -\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}} \sqrt{(I-K)(I+K+1)} \langle K | j_- | K+1 \rangle (u_1 u_2 + v_1 v_2)$$

par exemple en ayant recours à la décomposition des orbitales $1/2^- [510]$ et $3/2^- [512]$ sur la base sphérique calculées dans le cadre du modèle de Nilsson. Pour un paramètre de déformation $\beta = 0,15$ et des valeurs des paramètres standards de Nilsson $\mu = 0,45$ et $\chi = 0,05$ [Dav68], on obtient $\langle K | j_- | K+1 \rangle = 0,984$. On adopte la valeur de $A = 17,8$ keV obtenue par un fit des niveaux de ces bandes par Morgen *et al.* [Mor73] et on suppose que le terme d'appariement est de l'ordre de 1 (hypothèse vérifiée pour deux quasiparticules situées à une hauteur identique du même côté du niveau de Fermi). On obtient alors pour un moment angulaire $I = 3/2$: $V \simeq 30$ keV, on attend donc une différence d'énergie entre les deux niveaux $3/2 \ 1/2^- [510]$ et $3/2 \ 3/2^- [512]$ d'environ 60 keV pour une différence d'énergie effectivement observée d'environ 65 keV. Pour les niveaux de moment angulaire $I = 5/2$ on obtient $V \simeq 50$ keV, on attend donc un écart de l'ordre de 100 keV or on observe 112 keV. Que donne le calcul rotor+1q.p., où l'on tient compte dans la diagonalisation de l'hamiltonien total de tous les états de particule individuelle compris en deçà de 5 MeV autour du niveau de Fermi ? Les premiers niveaux des bandes $1/2^- [510]$ et $3/2^- [512]$ calculées avec le cœur ^{186}Os contraint à $\beta_2 = 0,173$ sont reportés sur la figure V.11. Les deux têtes de bandes sont calculées pratiquement dégénérées. Le paramètre de découplage est pratiquement nul, comme attendu [Sod75] et vaut $a_{[510]} = 0,03$. Les niveaux de moments angulaires identiques calculés se repoussent bien davantage que les niveaux expérimentaux, ce qui traduit un terme d'énergie non diagonal calculé sans doute trop fort. D'un autre côté, les états de particule individuelle $1/2^- [510]^{HF}$ et $3/2^- [512]^{HF}$ sont séparés d'une énergie de 13,5 keV. Aussi, au total, la fonction d'onde des bandes calculées ne présente pas exactement le mélange maximal prévu (même s'il est très

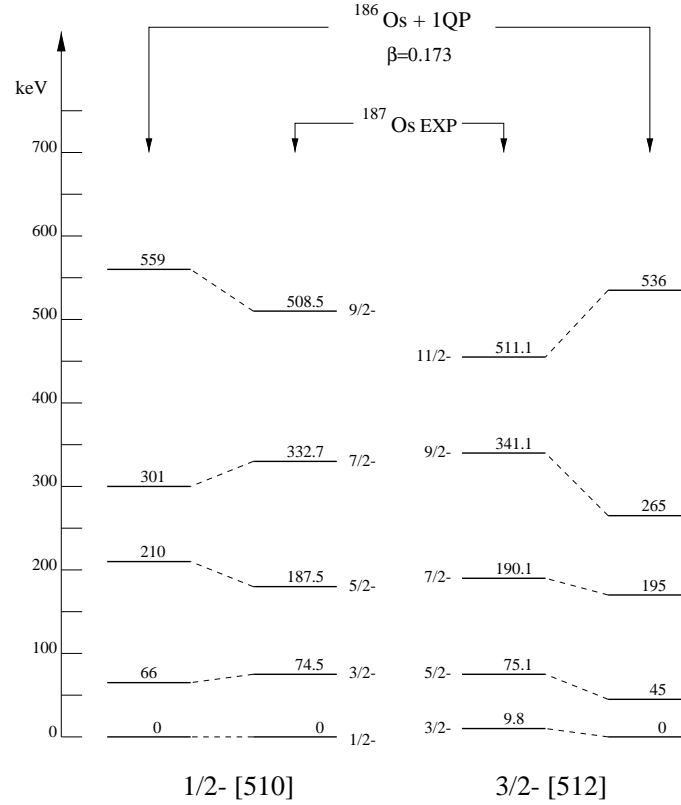


FIG. V.11: Comparaison entre les bandes rotationnelles $1/2^- [510]$ et $3/2^- [512]$ obtenues par le calcul rotor+1q.p. avec le cœur de ^{186}Os contraint à la déformation $\beta_2 = 0,173$ et les niveaux expérimentaux [Sod75].

élevé). On a par exemple :

$$\begin{aligned} \nu 3/2 \text{ } ^1 1/2^- [510]'' &= 69,7\% \langle 1/2^- [510]^{HF} \rangle + 28,0\% \langle 3/2^- [512]^{HF} \rangle + \dots \\ \nu 3/2 \text{ } ^2 3/2^- [512]'' &= 28,6\% \langle 1/2^- [510]^{HF} \rangle + 71,4\% \langle 3/2^- [512]^{HF} \rangle + \dots \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned} \nu 5/2 \text{ } ^1 1/2^- [510]'' &= 61,8\% \langle 1/2^- [510]^{HF} \rangle + 37,9\% \langle 3/2^- [512]^{HF} \rangle + \dots \\ \nu 5/2 \text{ } ^2 3/2^- [512]'' &= 37,0\% \langle 1/2^- [510]^{HF} \rangle + 60,4\% \langle 3/2^- [512]^{HF} \rangle + \dots \end{aligned}$$

Nous pouvons donc (en connaissance de cause désormais) utiliser ces fonctions d'onde de quasiparticule neutron et proton dans un calcul rotor+2q.p. afin d'obtenir l'état fondamental 1^- de ^{188}Ir . Le cœur ^{186}Os permet bien de représenter les états de ce noyau puisque aussi bien les états de quasiparticule neutron que ceux de proton sont situés au dessus du niveau de Fermi (à l'exception de $9/2^+ [624]$). La diagonalisation de l'hamiltonien total à deux quasiparticules

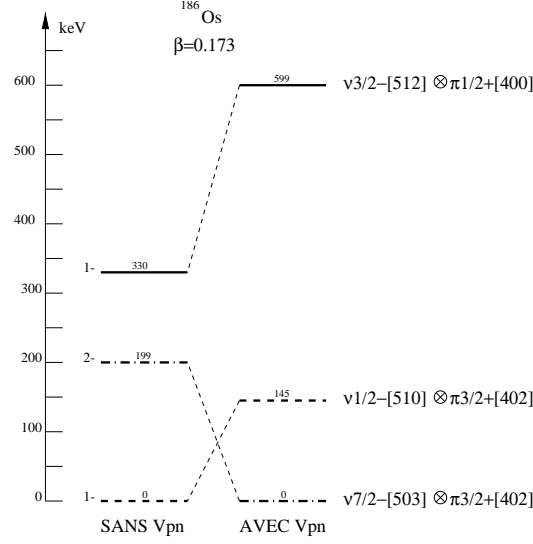


FIG. V.12: Positions relatives des têtes de bande $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 3/2^+ [402]$, $\nu 3/2^- [512] \otimes \pi 1/2^+ [400]$ et $\nu 7/2^- [503] \otimes \pi 3/2^+ [402]$ calculée avec le cœur ^{186}Os contraint à la déformation $\beta = 0,173$

est effectuée dans l'espace constitué par les états particule individuelle

de neutron :	et de proton :
$\nu 9/2^+ [624]$	$\pi 3/2^+ [402]$
$\nu 11/2^+ [615]$	$\pi 3/2^+ [402]$
$\nu 1/2^- [521]$	$\pi 1/2^- [541]$
$\nu 1/2^- [510]$	$\pi 3/2^- [532]$
$\nu 3/2^- [512]$	
$\nu 7/2^- [503]$	

Comme nous pouvions l'espérer de l'étude que nous venons de faire, le calcul effectué sans interaction résiduelle place les deux bandes de composantes principales sur les configurations $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 3/2^+ [402]$ et $\nu 3/2^- [512] \otimes \pi 3/2^+ [402]$ aux plus basses énergies. Le niveau fondamental est alors bien un état 1^- de composante principale sur la configuration $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 3/2^+ [402]$ dont la composition est :

$$\begin{aligned} \langle 1^- \rangle &= 66,2\% \langle \nu 1/2^- [510] - \pi 3/2^+ [402] \rangle & K &= 1 \\ &+ 33,7\% \langle \nu 3/2^- [512] - \pi 3/2^+ [402] \rangle & K &= 0 \end{aligned}$$

Cette contribution de $\langle \nu 3/2^- [512] \otimes \pi 3/2^+ [402] \rangle_{K=0}$ est cohérente avec la propension des deux états $\nu 1/2^- [510]$ et $\nu 3/2^- [512]$ à se mélanger. D'un autre côté la composante sur $\nu 3/2^- [512] \otimes 1/2^+ [400]$ que l'on attendait est tout à fait négligeable et on voit sur la figure V.12 que le niveau $1^- [\nu 3/2^- [512] \otimes \pi 1/2^+ [400]]$ est situé à 330 keV. Bien entendu, ceci était prévisible étant donné l'écart trop élevé entre $1/2^+ [400]$ et $3/2^+ [402]$ donné par le calcul que nous avons déjà abondamment commenté. Lorsque l'on prend en compte l'interaction résiduelle, le niveau fondamental devient $2^- [\nu 7/2^- [503] \otimes \pi 3/2^+ [402]]$. Nous observerons à

nouveau lors de l'étude de $^{186}\text{Ir}^m$ (3.b) une situation où, à faible déformation, l'interaction résiduelle place une configuration incluant l'orbitale $\nu 7/2^- [503]$ à très basse énergie. Cet effet a plutôt tendance à nous desservir ici.

En conclusion, tant l'analyse des moments, que le calcul en rotor+2q.p. confirme la configuration $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 3/2^+ [402]$ qui avait été proposée par A. J. Kreiner *et al.* pour l'état fondamental de ^{188}Ir . Si la fonction d'onde semble essentiellement relever de $K = 1$, le modèle ne prédit aucune autre composante correspondant à cette valeur de K , ce qui à mon avis n'est pas exact. En l'absence à basse énergie du groupe de niveaux construit sur $\nu 3/2^- [512] \otimes \pi 1/2^+ [400]$ dans le schéma théorique, il me semble difficile de l'utiliser en l'état pour tenter l'identification des niveaux du schéma expérimental.

3 Etude du noyau ^{186}Ir

Deux états de durée de vie longue ont été observés dans ^{186}Ir . Il s'agit d'un état $I^\pi = 5^+$ de période $T_{1/2} = 15,8$ h et d'un état $I^\pi = 2^-$ de période $T_{1/2} = 1,6$ h. Un spin 5 a été déterminé pour l'état fondamental de ^{186}Ir par la méthode ABMR [Rub75]. Ce résultat ayant été confirmé par la suite, l'état 5^+ est considéré comme son état fondamental dans l'essentiel de la littérature. Des deux spectres hyperfins que nous avons observés à la masse 186, celui de durée de vie la plus longue est en accord avec $I = 5$ (Chapitre précédent). C'est de cet état qu'il est question en **a**. Un spin 2 a plus tard été attribué à l'état isomérique par la méthode β -NMR [Ede90]. Le spectre hyperfin correspondant à la durée de vie la plus courte est compatible avec un spin 2. C'est l'étude de cet état qui est entreprise en **b**. Si on se tourne de nouveau vers la figure IV.34 où sont tracées les variations du paramètre de déformation β_2 le long de la chaîne isotopique, on s'aperçoit que la masse 186 constitue l'exacte transition entre les noyaux présentant des déformations modérées ($\beta_2 \simeq 0,15 - 0,17$) et ceux plus déformés ($\beta_2 > 0,2$). A partir du déplacement isotopique on obtient une différence de déformation considérable entre l'état fondamental ($\beta_2^g = 0,202$) et l'état isomérique ($\beta_2^m = 0,167$), qui classe chacun des deux états du même noyau dans une catégorie différente. Lors de l'étude des noyaux impairs, nous avons observé dans les calculs un croisement des états de proton $5/2^- [541]$ et $3/2^+ [402]$ pour une déformation voisine de $\beta_2 = 0,2$ (voir figure V.4). On peut s'attendre, dans ^{186}Ir , à ce que l'état de proton entrant dans la configuration décrivant les états fondamental et isomérique ne soit pas le même. Pour être plus précis, que l'état de proton associé à $^{186}\text{Ir}^g$ ressemble à celui de l'état fondamental de ^{185}Ir *i.e.* $1/2^- [541]$ et celui associé à $^{186}\text{Ir}^m$, davantage à celui de l'état fondamental de ^{187}Ir *i.e.* $3/2^+ [402]$.

3.a Etude de l'état fondamental $^{186}\text{Ir}^g$

3.a.i Configuration de l'état fondamental Les deux valeurs du moment quadrupolaire intrinsèque, celle calculée à partir du moment quadrupolaire spectroscopique mesuré et celle calculée à partir de $|\beta_2|$ extrait du déplacement isotopique, se rapprochent le plus pour $K = 0$, $K = 1$ et $K = 5$ (voir tableau V.15). Aucune d'entre elles n'est réellement compatible dans le cadre des incertitudes fournies par Seewald *et al.* Si on accepte la comparaison en l'état, il faut trancher entre d'un côté $K = 0$ ou $K = 1$ ou un mélange des deux correspondant à une déformation "prolate" et de l'autre $K = 5$ correspondant à une déformation "oblate". Or la bande rotationnelle construite sur l'état fondamental 5^+ est constituée d'une succession de niveaux en $\Delta I = 2$, caractéristique d'une bande doublement découplée [Kre84]. Ce fait élimine

Q_s	K	Q_0	β_{Q_0}	β_{IS}	Q_{0IS}
[See96]				COMPLIS	
-2,548(31)	0	+6,62(8)	+0,224(3)	0,202	5,93
	1	+7,36(9)	+0,247(3)		
	2	+11,0(1)	+0,358(4)		
	3	+66,2(8)	+1,55(1)		
	4	-11,0(1)	-0,490(8)		
	5	-4,42(5)	-0,172(2)		
COMPLIS				COMPLIS	
-2,6(9)	0	+6,8 ± 2,3	+0,23(7)	0,202	5,93
	1	+7,5 ± 2,6	+0,25(8)		
	2	+11,3 ± 3,9	+0,36(11)		
	3	+68 ± 23	+1,6(4)		
	4	-11,3 ± 3,9	-0,5(2)		
	5	-4,5 ± 1,6	-0,18(6)		

TAB. V.15: Comparaison entre la valeur du moment quadrupolaire intrinsèque calculée à partir du moment quadrupolaire spectroscopique et celle calculée à partir de $|\beta_2|$ extrait du déplacement isotopique pour $^{186}\text{Ir}^g$.

la situation bien couplée où $K = 5$. La déformation extraite du déplacement isotopique est compatible avec celle extraite du moment quadrupolaire spectroscopique si l'on tient compte de nos incertitudes. Les valeurs $K = 0$, $K = 1$ ou un mélange entre les deux sont compatibles alors que $K = 2$ paraît exclue. Lorsque $K = 0$, seul le facteur gyromagnétique dû au mouvement collectif du cœur entre dans le calcul du moment magnétique :

$$\mu = g_R I$$

(voir section E.2, Chapitre II) soit $\mu \simeq 2,1\mu_N$ valeur bien inférieure à la valeur expérimentale comme on le voit dans le tableau V.17. Il est donc nécessaire de tenir compte d'une contribution au moment magnétique provenant du mouvement des deux nucléons non appariés, c'est-à-dire de considérer une fonction d'onde correspondant à $K = 1$ ou à un mélange de $K=0$ et $K=1$. Quels sont donc les états de particule individuelle proton et neutron $\Omega_p = \frac{1}{2}$ et $\Omega_n = \frac{1}{2}$ disponibles à basse énergie dans les noyaux impairs Ir et Os voisins susceptibles de produire une telle configuration ? L'état fondamental de ^{185}Os correspond à l'orbitale de neutron $\nu 1/2^- [510]$, que l'on retrouve également à basse énergie dans ^{187}Os et ^{189}Os . L'état fondamental de ^{185}Ir correspond, comme nous l'avons vu plus haut, à l'orbitale proton $\pi 1/2^- [541]$, également présente dans ^{187}Ir à basse énergie. La configuration la plus favorable énergétiquement est donc $\pi 1/2^- [541] \otimes \nu 1/2^- [510]$ [Ben91]. Les conditions d'apparition d'une bande doublement découplée (voir Chapitre II) imposent un découplage important à la fois du mouvement du proton et de celui du neutron : $|a_p| \geq 1$ et $|a_n| \geq 1$. L'état de proton $1/2^- [541]$ doté comme nous l'avons vu au paragraphe précédent d'un paramètre découplage $a_{541} \simeq +4,8$ correspond très clairement au critère. Côté neutron, le paramètre de découplage de la bande $1/2^- [510]$ est faible ($a < +0,25$ en général dans les noyaux d'osmium [Fir96]) voire presque nul dans ^{185}Os [Sod75]. Par contre il existe dans ^{185}Os une bande rotationnelle construite sur l'état $\nu 1/2^- [521]$ aux alentours de 400 keV, dont la valeur du paramètre de découplage

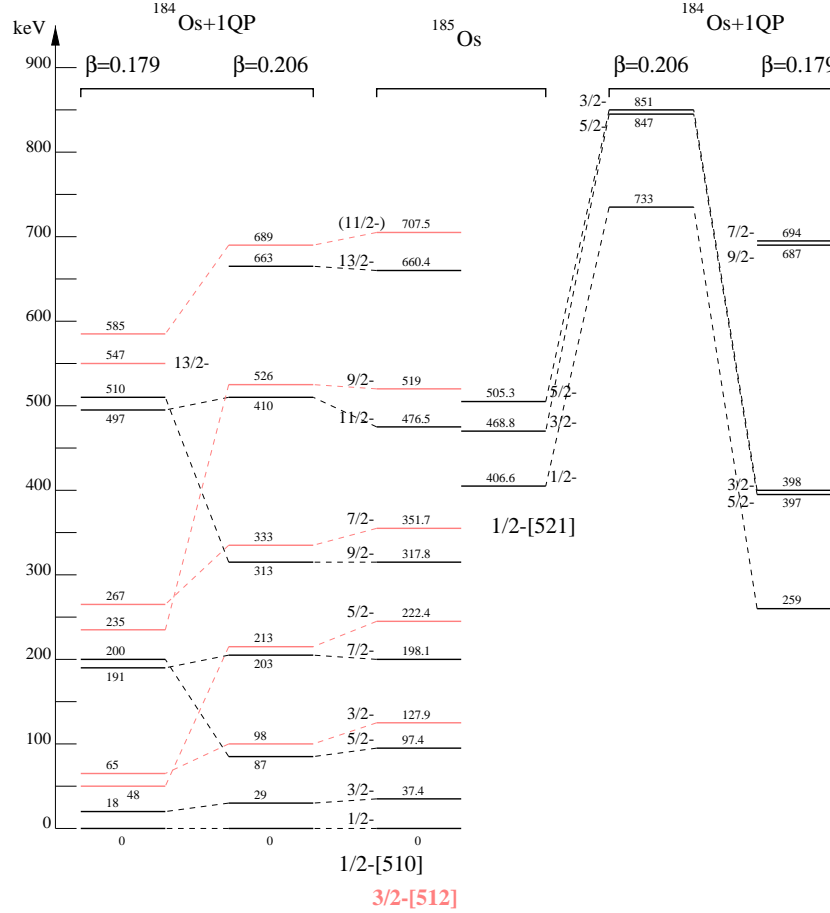


FIG. V.13: Bandes rotationnelles construites sur les états $1/2^-$ [510], $3/2^-$ [512] et $1/2^-$ [521] observées dans ^{185}Os [Pro74], comparées à celles prévues par le calcul rotor+1q.p. avec le cœur ^{184}Os contraint à deux déformations $\beta_2 = 0,206$ et $\beta_2 = 0,179$.

$a_{521} \simeq +0,75^\dagger$ correspond davantage au critère pour l'apparition du double découplage. L'état $1/2^-$ [521] constitue donc également un candidat potentiel, à ceci près qu'il est situé à une énergie beaucoup plus élevée. Il faut alors imaginer un effet d'interaction résiduelle neutron-proton assez fort pour abaisser son énergie lors du couplage avec le proton, pour, si ce n'est le placer à l'état fondamental, au moins donner un mélange important avec l'orbitale $1/2^-$ [510]. Figure V.13 sont représentés les niveaux calculés des bandes $1/2^-$ [510], $3/2^-$ [512] et $1/2^-$ [521] et les niveaux expérimentaux. La bande $1/2^-$ [510] est particulièrement bien reproduite pour une déformation du cœur $\beta_2 = 0,206$. Tandis que le calcul pour une déformation plus faible conduit à abaisser sensiblement l'énergie de la bande $3/2^-$ [512], ce qui, occasionnant des mélanges très importants avec la bande $1/2^-$ [510], a pour effet de lui donner cet aspect fortement perturbé qui ne correspond pas à la réalité. Le paramètre de découplage calculé à partir de la fonction d'onde de quasiparticule neutron obtenue par le calcul utilisant un cœur de ^{184}Os contraint à la déformation $\beta = 0,206$ est $a_{510} = +0,05$. Ce résultat est en bon accord avec

[†]Valeur basée sur la simple considération des trois premiers niveaux, seuls observés, de la bande $1/2^-$ [521] [Pro74].

l'estimation qu'en font H. Sodan *et al.* à partir des bandes expérimentales [Sod75]. D'après cette analyse concernant les états de neutron et celle que nous avons faite plus haut des états de proton, on peut conclure que le calcul avec un cœur ^{184}Os contraint à $\beta_2 = 0,206$ donne un jeu de fonctions d'onde proton et neutron réaliste pour former la configuration $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 1/2^- [541]$.

Le résultat du calcul pour la bande $1/2^- [521]$ est plus difficile à discuter vu la faible quantité de données expérimentales à notre disposition. Notons simplement qu'il s'agit d'un état dont l'énergie varie rapidement avec la déformation. Le paramètre de découplage obtenu est $a_{[521]} = +0,92$ et semble (voir la note de bas de page) plus élevé que la valeur expérimentale. D'autre part les coefficients de remplissage des états de quasiparticule neutron et proton sont faibles ($v_{[541]}^2 = 0,026$, $v_{[510]}^2 = 0,16$ et $v_{[512]}^2 = 0,14$) ce qui signifie que le cœur ^{184}Os est bien adapté pour la représentation de ^{186}Ir . Les états de proton ayant été discutés au moment de traiter les impairs, je me contente de décrire ici les fonctions d'onde de neutrons ainsi calculées : $\nu 1/2^- [510]$ est constitué essentiellement d'un mélange de l'état HF de composante principale sur la base asymptotique $1/2^- [510]$ et de l'état HF de composante principale $3/2^- [512]$. On a par exemple :

$$\beta = 0,206$$

$$\begin{aligned} \nu 3/2^- "1/2^- [510]" = 68,56\% \langle 1/2^- [510]^{HF} \rangle \\ + 31,32\% \langle 3/2^- [512]^{HF} \rangle + 0,07\% \langle 1/2^- [521]^{HF} \rangle \end{aligned}$$

et

$$\beta = 0,179$$

$$\begin{aligned} \nu 3/2^- "1/2^- [510]" = 54,87\% \langle 1/2^- [510]^{HF} \rangle \\ + 44,61\% \langle 3/2^- [512]^{HF} \rangle + 0,46\% \langle 1/2^- [521]^{HF} \rangle \end{aligned}$$

c'est-à-dire une composante tout à fait négligeable de $1/2^- [521]$ à ces deux déformations, même si dans le cas $\beta = 0,179$ les niveaux de la bande $1/2^- [521]$ sont considérablement abaissés par rapport au cas plus déformé $\beta = 0,206$ comme on le voit sur la figure V.13. La faible propension de ces deux bandes à se mélanger est moins surprenante qu'il n'y paraît si l'on considère le terme non diagonal de l'interaction de Coriolis :

$$\langle \Psi_K^I | V_{Cor} | \Psi_{K+1}^I \rangle = -\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}} \sqrt{(I-K)(I+K+1)} \langle K | j_- | K+1 \rangle (u_1 u_2 + v_1 v_2)$$

Le mélange se produit essentiellement au travers de la bande $3/2^- [512]$ et se trouve de plus défavorisé par un facteur d'atténuation lié à l'appariement qui vaut ici $P = u_1 u_2 + v_1 v_2 \simeq 0,62$ et qui provient du fait que $3/2^- [512]$ est un état de particule ($v^2 = 0,14$) et que $1/2^- [521]$ un état de trou ($v^2 = 0,92$).

Dans le tableau V.16 sont rassemblées les valeurs des moments magnétiques calculées pour des configurations pures. On utilise les états de quasiparticule obtenus à deux déformations du cœur ^{184}Os : $\beta = 0,206$ qui correspond à une déformation proche de la déformation de ^{186}Ir extraite du déplacement isotopique ($\beta = 0,202$) et $\beta = 0,179$ afin de tester l'influence de la déformation, dans la mesure où, à la fois la bande $1/2^- [521]$ et la bande $3/2^- [512]$ sont abaissées en énergie aux basses déformations et deviennent ainsi susceptibles de mélanges plus

$^{186}\text{Ir}^g$		$\beta_2 = 0,206$		$\beta_2 = 0,179$	
		$\mu (\mu_N)$ $g_{s_{free}}$	$\mu (\mu_N)$ $0,6g_{s_{free}}$	$\mu (\mu_N)$ $g_{s_{free}}$	$\mu (\mu_N)$ $0,6g_{s_{free}}$
$\nu 1/2^- [510] \otimes$ $\pi 1/2^- [541]$	K=0	+2,09	+2,09	+2,09	+2,09
	K=1	+1,88	+1,98	+1,90	+1,98
	50%[K = 0] + 50%[K = 1]	+3,93	+3,87	+3,47	+3,48
$\nu 1/2^- [521] \otimes$ $\pi 1/2^- [541]$	K=0	+2,09	+2,09	+2,09	+2,09
	K=1	+2,11	+2,11	+2,03	+2,06
	50%[K = 0] + 50%[K = 1]	+2,79	+3,00	+3,07	+3,18

TAB. V.16: Moments magnétiques de $^{186}\text{Ir}^g$ obtenus avec les fonctions d'onde de quasiparticules neutron et proton calculées à l'aide du modèle HF contraint pour un cœur ^{184}Os .

I^π	$\mu(\mu_N)$ [See96]	$\mu(\mu_N)$ COMPLIS
5^+	3,88(5)	+3,7(2)

TAB. V.17: Valeurs expérimentales du moment magnétique de ^{186}Ir

	$\beta_2 = 0,206$			$\beta_2 = 0,179$		
	a	b_0		a	b_0	
		$g_{s_{free}}$	$0,6 g_{s_{free}}$		$g_{s_{free}}$	$0,6 g_{s_{free}}$
$\nu 1/2^- [510]$	+0,05	+1,10	+0,99	+0,18	+1,13	+1,00
$\nu 1/2^- [521]$	+0,92	-7,32	+4,12	+0,99	+1,88	+1,19
$\pi 1/2^- [541]$	+4,40	-4,79	-4,55	+4,58	-4,75	-4,61

TAB. V.18: Paramètres de découplage a et paramètres magnétiques de découplage b_0 calculés à partir des fonctions d'onde HF de quasiparticule.

importants avec la bande $1/2^- [510]$. Pour tenir compte du mélange en K, on se place dans l'approximation la plus simple où seuls les états $|K = 0\rangle$ et $|K = 1\rangle$ d'une configuration $\langle \Omega_n = \frac{1}{2} \otimes \Omega_p = \frac{1}{2} \rangle$ pure sont impliqués pour former un état $|I\rangle = \alpha |I K = 0\rangle + \beta |I K = 1\rangle$. Le moment magnétique s'écrit dans ces conditions [Kre85] :

$$\begin{aligned}
\mu &= g_R I \\
&+ \beta^2 \frac{1}{I+1} \left(g_{\Omega_n} \frac{1}{2} + g_{\Omega_p} \frac{1}{2} - g_R \right) \\
&+ 2\alpha\beta \frac{\sqrt{I(I+1)}}{(I+1)} \frac{1}{2} \left((-1)^{I+1} (g_{\Omega_n} - g_R) b_{0_n} + (g_{\Omega_p} - g_R) b_{0_p} \right)
\end{aligned} \tag{C.1}$$

La troisième partie de l'équation C.1 provient de l'influence du terme non diagonal de l'interaction de Coriolis qui relie les états $|K = 0\rangle$ et $|K = 1\rangle$ et joue pour les noyaux impairs-impairs le rôle du facteur de découplage (voir Chapitre II). On voit dans le tableau V.16 qu'on ne reproduit les valeurs expérimentales qu'en supposant que ce terme conduit à un mélange maximum des fonctions d'onde $|K = 0\rangle$ et $|K = 1\rangle$ comme l'avaient déjà remarqué E. Hagn

et al. [Hag80]. En se reportant au tableau V.18, on constate que la contribution du mouvement du neutron au moment magnétique au travers du terme b_0 est plus importante pour un état $1/2^- [521]$ (calculé effectivement plus découplé que l'état $1/2^- [510]$). Néanmoins, le calcul total donne une valeur bien meilleure pour une configuration $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 1/2^- [541]$ et ce indépendamment de la valeur du g_s effectif utilisée.

Quoi qu'il en soit, il faut admettre, étant donné la différence importante entre les valeurs correspondant à une situation de K pur et la valeur correspondant à un mélange maximum, que la valeur élevée du moment magnétique de $^{186}\text{Ir}^g$ est essentiellement due à l'effet de Coriolis. Si pour atteindre la valeur expérimentale du moment magnétique il semble nécessaire de procéder à un mélange presque complet des états $|K = 0\rangle$ et $|K = 1\rangle$: quelle description de l'état 5^+ propose un calcul de type rotor+2q.p. ?

La diagonalisation de l'hamiltonien total incluant l'interaction de Coriolis a été effectuée dans l'espace constitué

des orbitales de neutron :	et des orbitales de proton :
$\nu 9/2^+ [624]$	$\pi 1/2^+ [400]$
$\nu 11/2^+ [615]$	$\pi 3/2^+ [402]$
$\nu 1/2^- [521]$	$\pi 1/2^- [541]$
$\nu 1/2^- [510]$	$\pi 3/2^- [532]$
$\nu 3/2^- [512]$	
$\nu 7/2^- [503]$	

pour le cœur ^{184}Os avec $\beta_2 = 0,206$. L'état $|5^+\rangle$ de la bande rotationnelle construite sur l'état à deux quasiparticules de composante principale $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 1/2^- [541]$ se décompose de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
|5^+\rangle &= 32,4\% \langle \nu 1/2^- [510] - \pi 1/2^- [541] \rangle & K = 0 \\
&+ 31,6\% \langle \nu 1/2^- [510] + \pi 1/2^- [541] \rangle & K = 1 \\
&+ 7,5\% \langle \nu 1/2^- [510] - \pi 3/2^- [532] \rangle & K = 1 \\
&+ 6,6\% \langle \nu 1/2^- [510] + \pi 3/2^- [532] \rangle & K = 2 \\
&+ 6,7\% \langle \nu 3/2^- [512] - \pi 1/2^- [541] \rangle & K = 1 \\
&+ 10,7\% \langle \nu 3/2^- [512] + \pi 1/2^- [541] \rangle & K = 2
\end{aligned}$$

Soit au total :

$$\begin{aligned}
K = 0 & \quad 32,4\% \\
K = 1 & \quad 45,8\% \\
K = 2 & \quad 17,3\%
\end{aligned}$$

Qu'un mélange important survienne avec la configuration $\nu 3/2^- [512] \otimes \pi 1/2^- [541]$ semble naturel si l'on se souvient de la description des états de neutron donnée plus haut. Par ailleurs, comme on pouvait également s'y attendre, on n'observe aucune composante provenant d'un couplage avec le neutron $\nu 1/2^- [521]$. Enfin, on constate que, en accord avec le calcul de moment magnétique, le modèle prédit une contribution quasiment à même hauteur des états parallèle et anti-parallèle $K = \Omega_p \pm \Omega_n = 0, 1$ de la configuration $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 1/2^- [541]$.

Notons cependant que ce résultat à lui seul n'apporte aucun éclairage nouveau au problème du double découplage concernant ce noyau puisque la fonction d'onde de neutron utilisée ne correspond pas à une valeur du paramètre de découplage importante. Le calcul rotor+2q.p. reproduit-il cependant le schéma de niveau expérimental? Et en particulier prédit-il le bon spin pour l'état fondamental de ^{186}Ir ? La réponse qui se trouve sur la figure V.14 est non.

3.a.ii Prédiction du spin de l'état fondamental Sur la figure V.14 j'ai tracé les niveaux de plus basse énergie pour chaque spin de 0 à 6 des bandes construites sur les configurations $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 1/2^- [541]$ et $\nu 3/2^- [512] \otimes \pi 1/2^- [541]$. Il est évident que la structure de la bande calculée, que ce soit en tenant compte de l'interaction résiduelle ou pas, présente peu de ressemblances avec le schéma expérimental. A notre décharge, la comparaison avec ce dernier est de toute façon fortement limitée par le faible nombre de niveaux expérimentaux dont le spin est déterminé. La partie du schéma de niveaux à haut spin provenant de l'expérience avec ions lourds [Kre85] est difficile à relier à la partie de bas spin obtenue par radioactivité [Ben91]. Surtout, le niveau fondamental 5^+ n'est pas relié aux niveaux de bas spin et de basse énergie, la mention "-X" signifie qu'on l'estime situé à quelques keV en dessous du 3^+ (plus exactement à une énergie inférieure à la limite de détection du spectrographe à électron [Ben91]). Afin d'essayer de rendre les résultats plus lisibles, j'ai choisi ce mode de représentation qui met davantage en évidence le problème de la prédiction du spin de plus basse énergie de la bande. Problème auquel nous allons, étant donné les résultats du calcul, nous restreindre. Sans interaction résiduelle l'état de plus basse énergie de la bande possède un spin 3. L'intervention de l'interaction résiduelle abaisse le niveau de spin 2 pratiquement à hauteur du spin 3 conduisant à une sorte de pseudo-dégénérescence accidentelle. Tenir compte de l'interaction résiduelle semblerait donc nous éloigner davantage du schéma expérimental si on ne remarquait dans le diagramme situé en bas à droite de la figure V.14 à quel point son influence se fait ressentir sur le niveau de spin 5, abaissé de quelques 30 keV. On entrevoit là le rôle que peut jouer cette interaction sur l'accès au niveau fondamental d'un spin ou l'autre, dans un schéma de niveaux présentant une telle densité d'états.

Emery *et al.* ont montré qu'une situation où le spin 4 correspond à l'énergie minimale et un spin 5 est présent immédiatement au dessus peut se produire pour une configuration $\{\nu 1/2^- [510], \nu 3/2^- [512]\} \otimes \pi 1/2^- [541]$ en négligeant le découplage de la bande $1/2^- [510]$, pour un découplage apparent du proton $a_{eff} \simeq +8$ (sans prendre en compte d'interaction résiduelle). Or nous avons vu au paragraphe 3 que le paramètre de découplage apparent de la bande $1/2^- [541]$ calculée avec le cœur que nous venons d'utiliser (^{184}Os contraint à $\beta_2 = 0,206$) est de l'ordre de $a_{eff} \simeq +7,3$, valeur sans doute un peu faible. D'un autre côté, une situation de double découplage tire habituellement son origine de l'influence conjuguée du proton et du neutron. Et dans le cadre de nos calculs seul le mélange de l'orbitale neutron $\nu 1/2^- [510]$ avec $\nu 3/2^- [512]$ lui confère une allure fortement perturbée. Doit-on expliquer le mauvais résultat du calcul rotor+2q.p. par le fait de considérer un état de proton trop peu découplé et/ou mélangé ou par le fait de considérer un état de neutron trop peu mélangé ou les deux?

Le seul moyen de répondre à cette question qui soit à notre disposition consiste à utiliser les fonctions d'onde de quasiparticule calculées avec d'autres cœurs (proches) et/ou d'autres déformations.

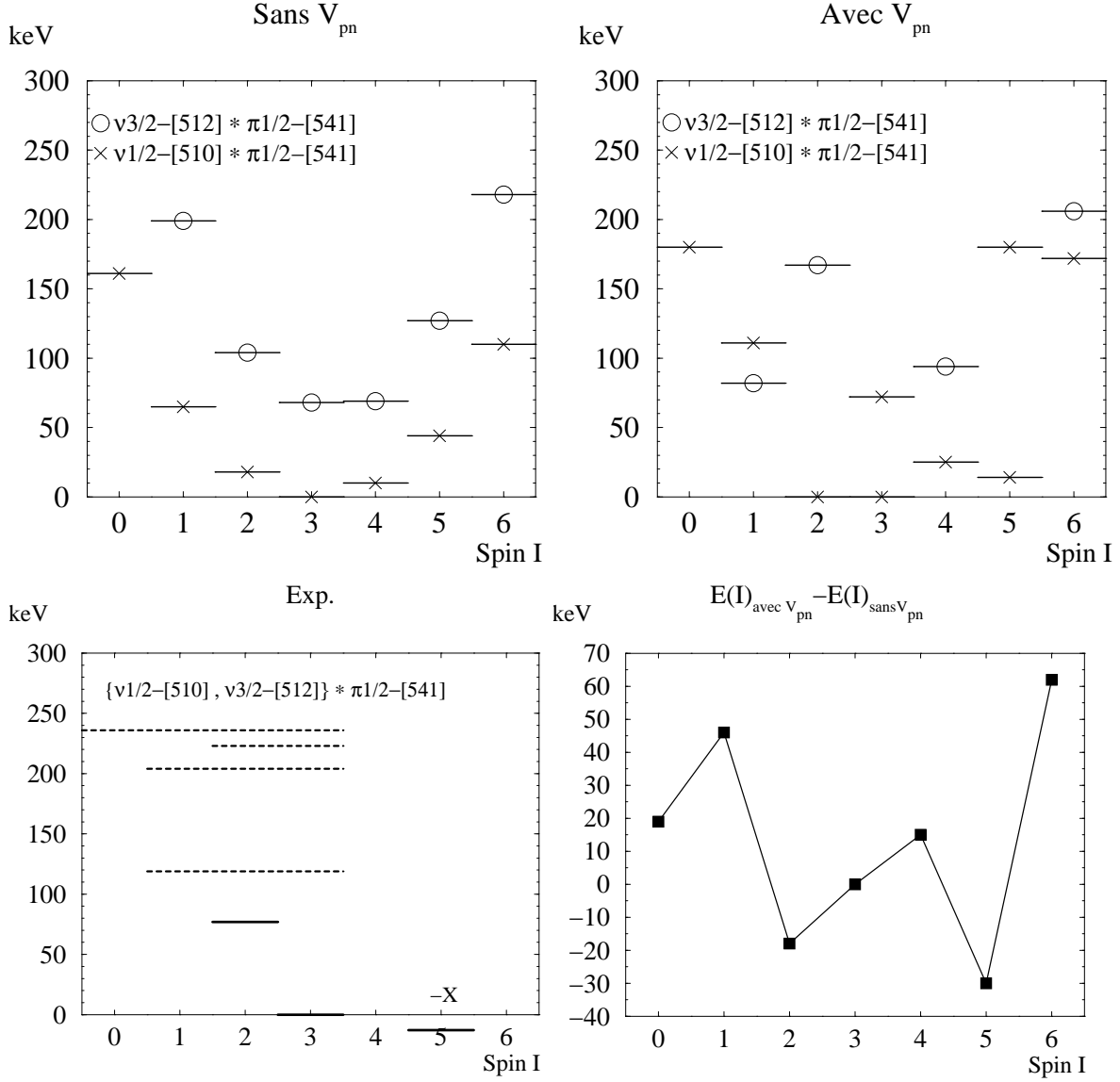


FIG. V.14: En bas à gauche : niveaux expérimentaux de $^{186}\text{Ir}^g$ correspondant à la configuration $\{\nu 1/2^- [510], \nu 3/2^- [512]\} \otimes \pi h_{9/2}^- [541]$ [Ben91] comparés aux résultats du calcul rotor+2q.p. avec (en haut à droite) et sans (en haut à gauche) interaction résiduelle pour un cœur de ^{184}Os contraint à une valeur de la déformation $\beta_2 = 0,206$. Les niveaux marqués d'une croix possèdent leur composante principale sur $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 1/2^- [541]$ et ceux marqués d'un cercle, leur composante principale sur $\nu 3/2^- [512] \otimes \pi 1/2^- [541]$. En bas à droite : représentation de la différence de l'énergie des premiers niveaux de la bande $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 1/2^- [541]$ calculée avec interaction résiduelle moins celle calculée sans interaction résiduelle.

3.a.iii Influence du découplage apparent des quasiparticules neutron et proton sur la structure de la bande $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 1/2^- [541]$ Nous allons tester les trois hypothèses formulées ci-dessus à l'aide des calculs résumés dans le tableau V.19.

cœur		proton		neutron	
		$1/2^- [541]$	$3/2^- [532]$	$1/2^- [510]$	$3/2^- [512]$
^{184}Os	v^2	0,026	0,022	0,16	0,14
$\beta_2 = 0,179$	$\Delta\epsilon$	159,33 keV		47,6 keV	
^{184}Os	v^2	0,061	0,038	0,080	0,068
$\beta_2 = 0,206$	$\Delta\epsilon$	285,48 keV		70,63 keV	
^{186}Pt	v^2	0,33	0,18	0,070	0,064
$\beta_2 = 0,206$	$\Delta\epsilon$	358,58 keV		45,42 keV	

TAB. V.19: Résumé pour les deux cœurs ^{184}Os et ^{186}Pt utilisés pour cette partie de l'analyse (iii.) des coefficients de remplissages des états de quasiparticule $\pi 1/2^- [541]$, $\pi 3/2^- [532]$, $\nu 1/2^- [510]$ et $\nu 3/2^- [512]$ et des écarts des énergies de particule individuelle des deux états de proton et des deux états de neutron.

Influence de l'état de quasiparticule neutron Un peu plus haut, en discutant de l'état de quasiparticule neutron " $1/2^- [510]$ " calculé avec un cœur ^{184}Os susceptible d'entrer dans le couplage avec le proton nous avons remarqué (figure V.13) qu'une contrainte à plus faible déformation, $\beta_2 = 0,179$, conduisait à un mélange important avec l'orbitale $3/2^- [512]$, conférant à la bande un aspect perturbé. Par exemple l'état $3/2^-$ de cette bande présente la composition suivante :

$$\nu 3/2^- "1/2^- [510]" = 54,9\% \langle \frac{1}{2}^- [510]^{HF} \rangle + 44,6\% \langle \frac{3}{2}^- [512]^{HF} \rangle + \dots$$

Le paramètre de découplage intrinsèque garde une valeur modeste : $a_{[510]} = +0,18$. Ce mélange est la conséquence naturelle du faible écart des énergies de particule individuelle de ces deux états (tableau V.19). D'autre part les coefficients de remplissage v^2 reportés dans le tableau V.19 indiquent qu'à cette déformation le cœur ^{184}Os reste bien adapté à la description de ^{186}Ir . Les résultats du calcul rotor+2q.p. sont présentés sur la figure V.15 sous la même forme que précédemment. La situation sans interaction résiduelle a bien évolué dans le sens de diminuer l'énergie des états de spin supérieur à 3. Le spin 4 par exemple ne se trouve plus qu'à 5 keV au dessus du niveau fondamental et le spin 5 à 29 keV. Mais les états de neutrons atteignent des mélanges tels que l'intervention de l'interaction résiduelle suffit à inverser l'ordre des états de composante principale sur $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 1/2^- [541]$ et $\nu 3/2^- [512] \otimes \pi 1/2^- [541]$ pour les

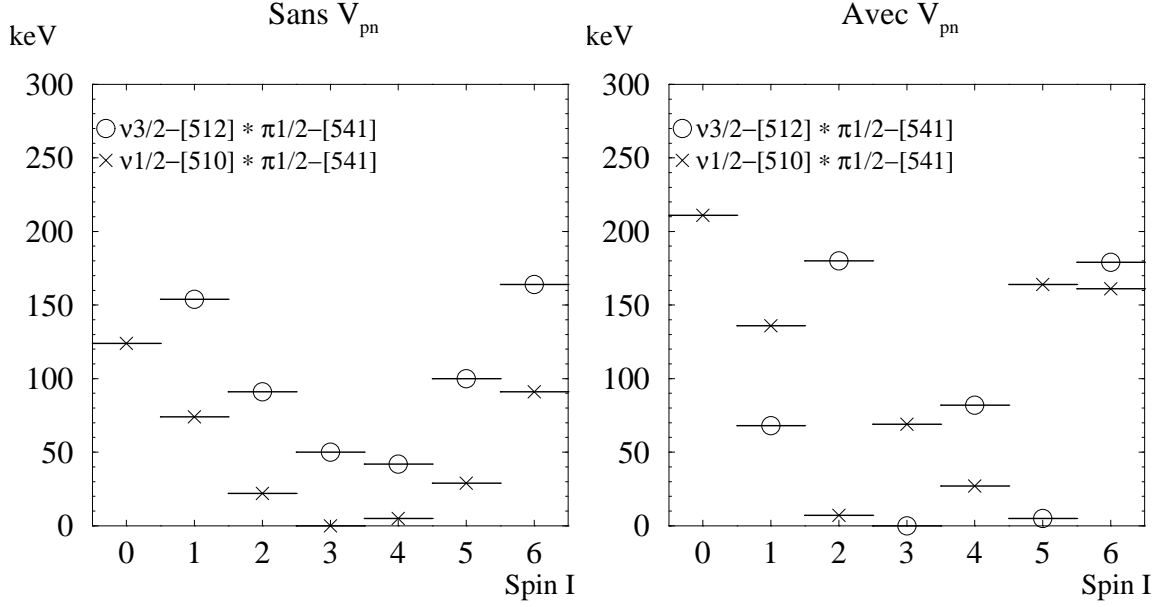


FIG. V.15: Premiers niveaux de la bande $\{\nu 1/2^- [510], \nu 3/2^- [512]\} \otimes \pi 1/2^- [541]$ calculés en rotor+2q.p. avec et sans interaction résiduelle pour un cœur de ^{184}Os contraint à une valeur de la déformation $\beta_2 = 0,179$. Les niveaux marqués d'une croix possèdent leur composante principale sur $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 1/2^- [541]$ et ceux marqués d'un cercle, leur composante principale sur $\nu 3/2^- [512] \otimes \pi 1/2^- [541]$.

spins 3 et 5. Ceci conduirait à une fonction d'onde pour l'état 5^+ très complexe :

$$\begin{aligned}
 \langle 5^+ \rangle = & 20,2\% \langle \nu 1/2^- [510] - \pi 1/2^- [541] \rangle & K = 0 \\
 & +10,6\% \langle \nu 1/2^- [510] + \pi 1/2^- [541] \rangle & K = 1 \\
 & +9,4\% \langle \nu 1/2^- [510] - \pi 3/2^- [532] \rangle & K = 1 \\
 & +20,3\% \langle \nu 3/2^- [512] - \pi 1/2^- [541] \rangle & K = 1 \\
 & +20,3\% \langle \nu 3/2^- [512] + \pi 1/2^- [541] \rangle & K = 2 \\
 & +8,5\% \langle \nu 3/2^- [512] - \pi 3/2^- [532] \rangle & K = 0 \\
 & +7,5\% \langle \nu 3/2^- [512] + \pi 3/2^- [532] \rangle & K = 3
 \end{aligned}$$

Soit au total :

$$\begin{aligned}
 K = 0 & \quad 28,7\% \\
 K = 1 & \quad 40,3\% \\
 K = 2 & \quad 20,3\% \\
 K = 3 & \quad 7,3\%
 \end{aligned}$$

Cela signifie qu'un état de neutron composé d'un mélange très important des orbitales $1/2^- [510]$ et $3/2^- [512]$ fait entrer dans la fonction d'onde de l'état fondamental des composantes de $K > 1$ non négligeables. Tout ce que tendait à montrer notre calcul du moment magnétique était la nécessité d'une contribution à même hauteur des composantes parallèle et antiparallèle de la configuration pure $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 1/2^- [541]$ pour expliquer cette valeur (considérée comme

anormalement grande [Kre85]) du moment magnétique. Le problème est que dans ce calcul ont été négligées les contributions provenant d'autres configurations au travers du terme non diagonal de l'hamiltonien, gouverné par le paramètre de découplage (voir Chapitre II) très important de l'état de proton. D'autre part il est intéressant de constater que, de manière similaire au cas de ^{185}Ir , lorsque l'on dispose d'une valeur plus précise du moment quadrupolaire spectroscopique, il devient impossible de concilier réellement cette valeur et la valeur de Q_s calculée à partir de $|\beta_2|$ quel que soit K , à moins de considérer une fonction d'onde extraordinairement pure, précédemment $K = 1/2$, ici $K = 0$. Cette possibilité est absolument exclue tant elle conduit à une valeur du moment magnétique éloignée de la réalité. Une fois de plus on constate simplement que lorsque l'état de proton découplé $1/2^- [541]$ est impliqué dans la description de l'état du noyau, les limites de l'analyse du moment quadrupolaire spectroscopique, qui n'implique que sa partie collective, sont atteintes. Il est en particulier impossible d'interdire au nom de cette comparaison les composantes $K > 1$ parfaitement prévisibles étant donné l'importance du terme de Coriolis exclusivement non diagonal pour les noyaux impairs-impairs (Chapitre II). Les nouvelles données obtenues pour la partie à hauts spins du spectre [Car97] tendent à confirmer l'interprétation de la structure doublement découplée de cette bande par une configuration impliquant un neutron dans un état de mélange complet $\{1/2^- [510], 3/2^- [512]\}$ couplé au proton $1/2^- [541]$.

Influence de l'état de quasiparticule proton Le plus simple, dans un premier temps, afin de mettre en évidence l'influence exercée par le mélange des orbitales $1/2^- [541]$ et $3/2^- [532]$ est de reprendre le calcul avec le cœur ^{184}Os à $\beta_2 = 0,206$ mais dans un espace excluant volontairement l'état de quasiparticule $3/2^- [532]$. Sur la figure V.16 on constate alors

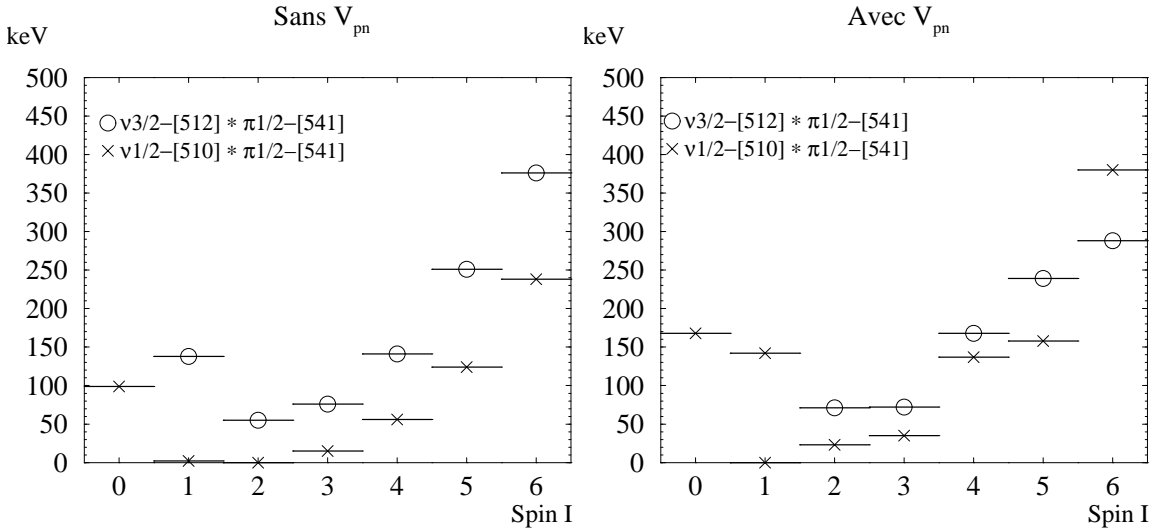


FIG. V.16: Premiers niveaux de la bande $\{\nu 1/2^- [510], \nu 3/2^- [512]\} \otimes \pi 1/2^- [541]$ calculés en rotor+2q.p. avec et sans interaction résiduelle pour un cœur de ^{184}Os contraint à une valeur de la déformation $\beta_2 = 0,206$ et en excluant l'état $3/2^- [532]$. Les niveaux marqués d'une croix possèdent leur composante principale sur $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 1/2^- [541]$ et ceux marqués d'un cercle, leur composante principale sur $\nu 3/2^- [512] \otimes \pi 1/2^- [541]$.

que les spins élevés deviennent très défavorisés en énergie (comparer à la figure V.14). Ceci met en évidence de manière nette que dans le cadre de ce modèle, une contribution de $K=3/2$ dans l'état de proton favorise l'avènement de spins élevés au niveau de plus basse énergie de la bande de composante principale $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 1/2^- [541]$.

Lors de la discussion sur les noyaux impairs (paragraphe 3) nous avons rencontré un état de quasiparticule proton exhibant un découplage apparent élevé et ce en très bon accord avec l'expérience : il s'agit de l'état de quasiparticule proton " $1/2^- [541]$ " calculé avec le cœur ^{186}Os à $\beta_2 = 0,173$. On voit dans le tableau ci-dessous que la composante de cet état sur l'orbitale $3/2^- [532]$ est plus importante que dans le cas du calcul avec ^{184}Os à $\beta_2 = 0,206$. Ce mélange

cœur	β_2	$9/2$ " $1/2^- [541]$ "	a_{intr}	a_{eff}
^{184}Os	0,206	$81,1\% \langle 1/2^- [541]^{HF} \rangle + 18,9\% \langle 3/2^- [532]^{HF} \rangle$	+4,49	+7,30
^{186}Os	0,173	$65,3\% \langle 1/2^- [541]^{HF} \rangle + 31,0\% \langle 3/2^- [532]^{HF} \rangle$	+4,63	+8,40

provient de la proximité des deux états de particule individuelles $1/2^- [541]$ et $3/2^- [532]$ dans ce cœur (tableau V.19). Le paramètre de découplage est également plus grand. L'importance simultanée de ces deux manifestations de l'interaction de Coriolis conduisent à une bande rotationnelle plus perturbée, ce que confirme une valeur du paramètre de découplage effectif plus élevée (voir tableau ci-dessus). Bien entendu les coefficients de remplissage des états de quasiparticule proton ($v_{[541]}^2 = 0,005$) et neutron ($v_{[510]}^2 = 0,36$) de ce cœur en font un cas beaucoup plus approprié pour la description de ^{187}Ir ou ^{188}Ir . Aussi ce calcul ne servira qu'à se donner une idée qualitative de l'influence d'un proton de paramètre de découplage apparent supérieur à 8. Le résultat présenté sur la figure V.17 montre un niveau de spin 4 à 1 keV seulement au dessus du niveau de spin 3 qui reste l'état de plus basse énergie (situation de quasi dégénérescence accidentelle). Il s'agit là de la nouveauté par rapport aux autres calculs. L'interaction résiduelle place enfin l'état de spin 5 au niveau fondamental. Mais il correspond comme dans le cas du cœur ^{186}Os à $\beta_2 = 0,173$ à un état de composante principale sur la configuration $\nu 3/2^- [512] \otimes \pi 1/2^- [541]$. Ceci provient d'un comportement similaire des états de neutron $1/2^- [510]$ et $3/2^- [512]$ à celui que nous avons observé dans le calcul avec un cœur de ^{184}Os . C'est-à-dire un rapprochement des états de particule individuelle à faible déformation conduisant à un mélange important sous l'influence de l'interaction de Coriolis.

Enfin un dernier candidat relativement adapté à la représentation ^{186}Ir est le cœur ^{186}Pt contraint à $\beta_2 = 0,206$ qui est pratiquement la déformation expérimentale. Ses taux de remplissage de quasiparticule neutron (voir tableau V.19) l'autorisent à décrire l'état de neutron de ^{186}Ir . Par contre pour décrire l'état de proton de ^{186}Ir il faudrait *stricto sensu* un état de quasiparticule $1/2^- [541]$ avec $v^2 > 0,5$ ce qui n'est pas le cas. Mais cet état de proton nous intéresse parce qu'il correspond à un découplage apparent élevé. Le terme non-diagonal de

cœur	β_2	$9/2$ " $1/2^- [541]$ "	a_{intr}	a_{eff}
^{186}Pt	0,206	$71,9\% \langle 1/2^- [541]^{HF} \rangle + 26,1\% \langle 3/2^- [532]^{HF} \rangle$	+4,32	+8,10

l'interaction de Coriolis joue un rôle plus important ici que dans le calcul précédent avec ^{186}Os à $\beta_2 = 0,173$: en effet bien que les deux états de particule individuelle $1/2^- [541]$ et $3/2^- [532]$ se trouvent séparés d'une énergie plus grande (voir tableau V.19), elles se mélangent dans des proportions pratiquement aussi importantes (voir tableau ci-dessus). De plus le paramètre

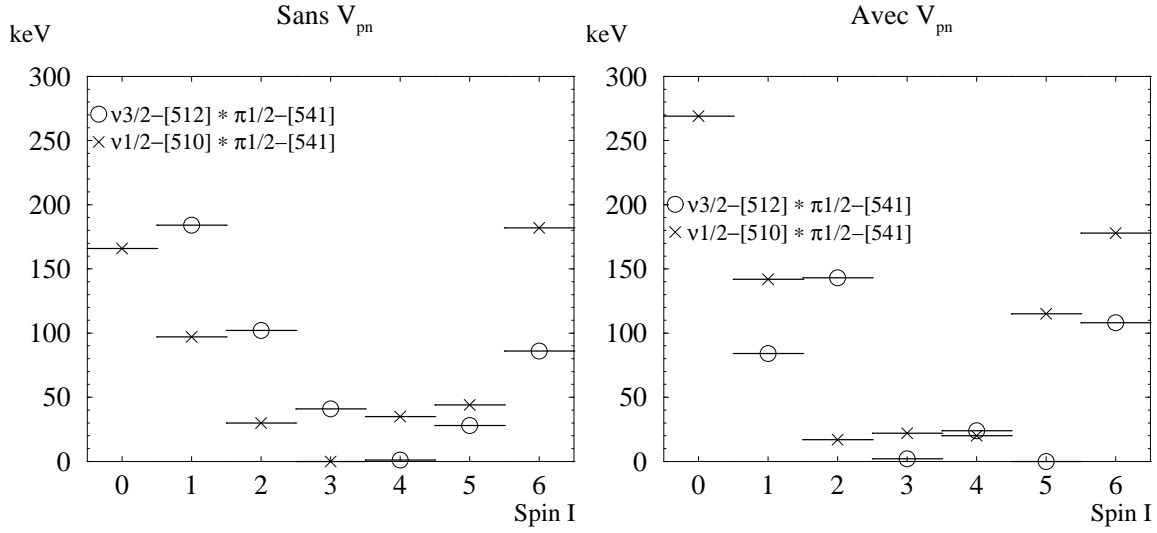


FIG. V.17: Premiers niveaux de la bande $\{\nu 1/2^- [510], \nu 3/2^- [512]\} \otimes \pi 1/2^- [541]$ calculés en rotor+2q.p. avec et sans interaction résiduelle pour un cœur de ^{186}Os contraint à une valeur de la déformation $\beta_2 = 0,173$.

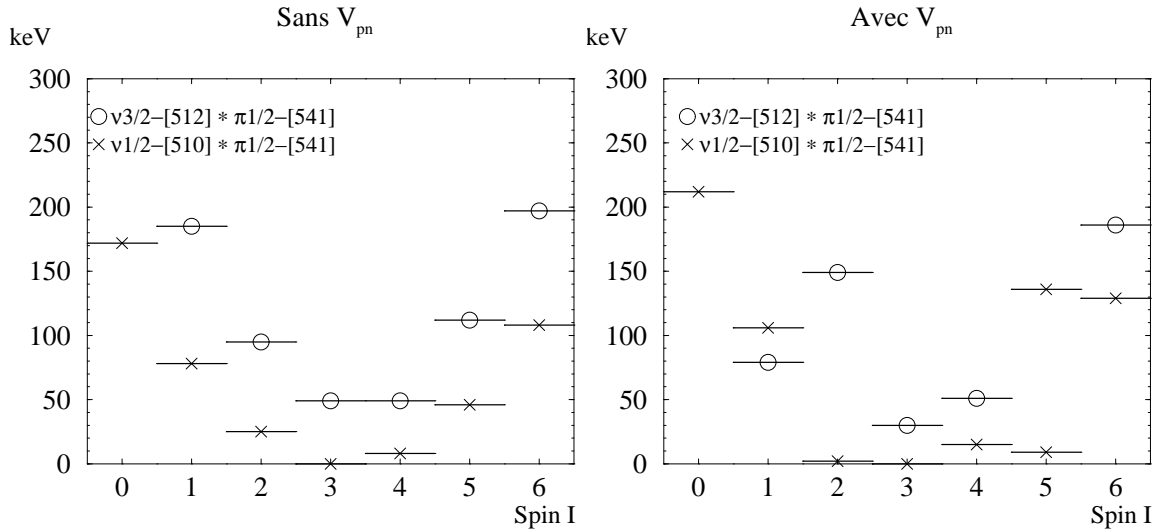


FIG. V.18: Premiers niveaux de la bande $\{\nu 1/2^- [510], \nu 3/2^- [512]\} \otimes \pi 1/2^- [541]$ calculés en rotor+2q.p. avec et sans interaction résiduelle pour un cœur de ^{186}Pt contraint à une valeur de la déformation $\beta_2 = 0,206$.

de découplage intrinsèque est ici plus faible que précédemment. Cet état de proton constitue donc un bon candidat pour tester l'influence du mélange des orbitales $1/2^-$ [541] et $3/2^-$ [532] sur la structure de la bande construite sur la configuration $\nu 1/2^-$ [510] \otimes $\pi 1/2^-$ [541]. Les résultats de calculs rotor+2q.p. sont présentés sur la figure V.18 de manière identique aux calculs précédents. En comparant cette figure avec la situation produite par le calcul avec ^{184}Os à $\beta_2 = 0,206$ (figure V.14), on peut s'apercevoir d'un effet en faveur des spins élevés. Par exemple, sans tenir compte de l'interaction résiduelle le spin 4 est placé ici à 8 keV au lieu de 10 keV auparavant. L'interaction résiduelle, jouant le même rôle qu'elle avait tenu jusqu'à maintenant favorise singulièrement le spin 5 qui ne se trouve plus qu'à 9 keV de l'état de spin 3 maintenu au niveau fondamental. Le spin 2 est subtilement remonté à 2 keV par rapport à la situation présentée figure V.14. L'ensemble de ces changements révèle bien une tendance générale dirigée dans le bon sens.

En conclusion, une situation où l'état de neutron entrant dans la configuration de l'état fondamental se composerait d'un mélange des orbitales $1/2^-$ [510] et $1/2^-$ [521] est absolument impossible à reproduire par le calcul. D'une part, en effet, l'état de particule individuelle $1/2^-$ [521] est calculé à une énergie élevée, et d'autre part il est calculé comme un état d'excitation de trou, contrairement à l'état $1/2^-$ [510] qui est un état de particule. On peut imaginer alors, comme l'avait suggéré Emery *et al.*, que le découplage apparent très important du proton pourrait à lui seul rendre compte de ce spin 5 à l'état fondamental. Or quel que soit le cœur et la déformation employés dans le calcul, le paramètre de découplage reste à des valeurs importantes : un découplage apparent supplémentaire ne peut provenir que du mélange entre les états $K = 1/2$ et $K = 3/2$. Si ce mélange contribue bien à faire apparaître un spin 5 à l'état fondamental, il faudrait une contribution de $K = 3/2$ supérieure à celle obtenue avec un cœur ^{186}Pt contraint à $\beta_2 = 0,206$ ($72\% \langle K = 1/2 \rangle + 26\% \langle K = 3/2 \rangle$). Le seul cas où l'état fondamental est prédit avec un spin 5 correspond au calcul effectué avec le cœur ^{186}Os pour une déformation $\beta_2 = 0,173$. Les coefficients d'occupation n'en font certes pas le cœur le mieux adapté pour la représentation de ^{186}Ir , mais il s'agit du cœur pour lequel le paramètre de découplage apparent de la bande $1/2^-$ [541] est le plus fort ($a_{eff} = +8,40$), sous le double effet d'un paramètre de découplage intrinsèque pratiquement maximum ($a_{int} = +4,63$) et d'un mélange important des états $1/2^-$ [541] et $3/2^-$ [532] ($9/2$ " $1/2^-$ [541]" = $65,3\% \langle 1/2^-$ [541] $\rangle^{HF} + 31,0\% \langle 3/2^-$ [532] \rangle^{HF}). L'état de neutron correspond quant à lui à un mélange très important des orbitales $1/2^-$ [510] et $3/2^-$ [512] ($3/2$ " $1/2^-$ [510]" = $69,7\% \langle 1/2^-$ [510] $\rangle^{HF} + 28,0\% \langle 3/2^-$ [512] $\rangle^{HF} + \dots$). Or, pour le cœur de ^{184}Os à $\beta_2 = 0,179$ le mélange de ces orbitales est pratiquement maximum et l'état de spin 5 ne se trouve plus qu'à quelques keV au dessus de l'état fondamental alors que l'état de proton est un peu moins découplé. On a donc le sentiment que l'on peut décrire le noyau ^{186}Ir dans un état fondamental $I^\pi = 5^+$ par une fonction d'onde correspondant au couplage d'un état de proton $1/2^-$ [541] complètement découplé avec un état de neutron complètement mélangé $\{1/2^-$ [510], $3/2^-$ [512] $\}$. Cette interprétation tend à confirmer celle proposée par M.A. Cardona *et al.* [Car97].

Enfin, une chose est certaine, la densité d'états très importante de ce noyau, bien reproduite par le modèle, confère un rôle primordial à l'interaction résiduelle dans la manière de favoriser en énergie tel ou tel spin. Or le spin 5 se trouve systématiquement plus favorisé que ses voisins dans tous nos calculs. Enfin soulignons que c'est au tout début de la bande que le calcul prévoit une densité d'états maximale avec quatre états de spins 2, 3, 4 et 5 contenus dans un intervalle

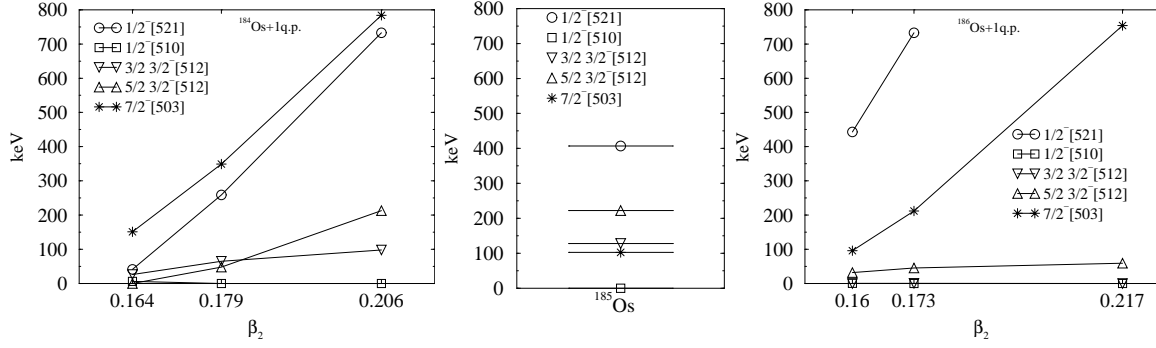


FIG. V.19: Energie des premiers niveaux des bandes rotationnelles construites sur les états $1/2^- [510]$, $3/2^- [512]$, $1/2^- [521]$ et $7/2^- [503]$ observés dans ^{185}Os . Comparaison avec les niveaux calculés pour les cœur ^{184}Os et ^{186}Os contraints à trois déformations différentes.

de moins de 20 keV.

3.b Etat isomérique de spin 2 $^{186}\text{Ir}^m$

3.b.i Configuration de l'état isomérique Parmi les états de particule individuelle des noyaux impairs voisins, quels sont ceux susceptibles de former une configuration conduisant à un moment angulaire total $I = 2$? Quatre états intrinsèques ont été identifiés à moins de 500 keV dans ^{185}Os : $1/2^- [510]$, $3/2^- [512]$, $7/2^- [503]$ et $1/2^- [521]$ (voir figure V.19). Ils constituent tous les quatre des candidats potentiels au couplage. Il est possible de se donner une idée de l'évolution des états en fonction de la déformation à partir des spectres expérimentaux de ^{187}Os et ^{185}Os . On peut en effet extraire une valeur du paramètre de déformation β_2 des coefficients $B(E2) \uparrow$ adoptés pour les deux noyaux pairs-pairs voisins ^{186}Os et ^{184}Os [Ram89]. L'extraction au second ordre donne $\beta_2 = 0,185$ pour ^{186}Os et $\beta_2 = 0,195$ pour ^{184}Os . On suppose alors un paramètre de déformation β_2 voisin de ces valeurs pour les noyaux impairs c'est-à-dire en gros, pour ^{185}Os : $0,185 \leq \beta_2 \leq 0,195$. L'ordre des niveaux calculés pour le cœur ^{184}Os dans cette gamme de déformation (voir la figure V.19) est en assez bon accord avec l'ordre observé dans ^{185}Os avec successivement les têtes de bandes $1/2^- [510]$, $3/2^- [512]$ et $7/2^- [503]$. Par contre, l'état $7/2^- [503]$ est calculé à une énergie trop élevée sauf aux faibles déformations. On constate sur la figure V.20 que la configuration $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 1/2^- [541]$ qui constitue l'état fondamental de ^{186}Ir possède une énergie très élevée dès que le cœur est contraint à une déformation plus faible comme ici $\beta_2 = 0,179$. Au contraire, les configurations $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 3/2^+ [402]$ et $\nu 7/2^- [503] \otimes \pi 3/2^+ [402]$ sont alors très favorisées. Ce résultat reste vrai que l'on tienne compte ou non de l'interaction résiduelle. Ce croisement procède de l'effet conjugué des comportements des états de neutron et de proton en fonction de la déformation : nous venons d'examiner le cas des états de neutron, mais nous retrouvons également ici la situation maintes fois déjà observée où l'orbitale $\pi 3/2^+ [402]$ décrit l'état du proton aux plus faibles déformations tandis que l'orbitale $\pi 1/2^- [541]$ le décrit aux déformations plus élevées.

A. Ben Braham et ses collaborateurs ont construit un schéma de niveaux à l'ordre 0 à partir des énergies des états de neutron et de proton observés dans les noyaux Os et Ir impairs voisins [Ben91]. Ces auteurs proposent alors les configurations $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 3/2^+ [402]$ ou

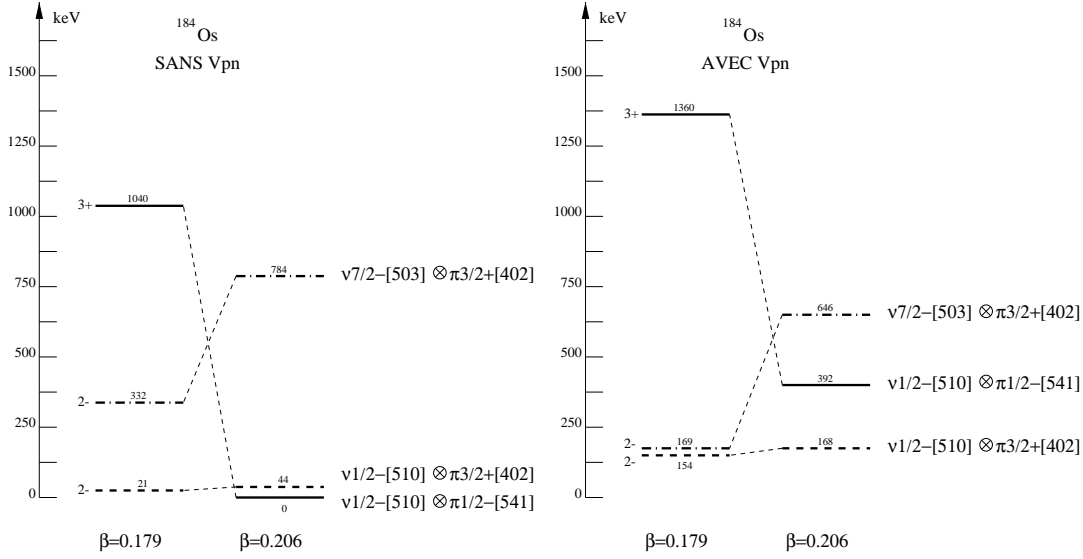


FIG. V.20: Position en énergies des premiers niveaux 2^- de composante principale sur les configurations : $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 3/2^+ [402]$ et $\nu 7/2^- [503] \otimes \pi 3/2^+ [402]$ et du premier état 3^+ de composante principale sur la configuration $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 1/2^- [541]$.

$\nu 7/2^- [503] \otimes \pi 3/2^+ [402]$ comme susceptibles de décrire notre état 2^- . Si l'on se fie aux états prédits à moins de 200 keV par le calcul avec le cœur ^{184}Os à $\beta_2 = 0,164$, il convient de proposer une configuration supplémentaire pour décrire l'état isomérique 2^- : $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi 3/2^+ [402]$. Les moments peuvent-ils nous permettre de désigner parmi ces propositions la mieux adaptée à la description de cet état ?

3.b.ii Analyse des moments Dans le tableau V.20 sont reportées les valeurs de Q_0 obtenues pour les différentes possibilités de K à partir de Q_s (en supposant toujours $I = 2$). La valeur de Q_0 extraite du déplacement isotopique est aussi compatible avec la situation où

Q_s	K	Q_0	β_{Q_0}	β_{IS}	Q_{0IS}
[See96]				COMPLIS	
+1,456(17)	0	-5,10(6)	-0,201(3)	0,167	4,87
	1	-10,2(1)	-0,444(3)		
	2	+5,10(6)	+0,175(2)		
COMPLIS				COMPLIS	
+1,5(2)	0	-5,3(7)	-0,21(3)	0,167	4,87
	1	-10,5 \pm 1,4	-0,46(8)		
	2	+5,3(7)	+0,18(2)		

TAB. V.20: Comparaison entre la valeur du moment quadrupolaire intrinsèque calculée à partir du moment quadrupolaire spectroscopique et celle calculée à partir de $|\beta_2|$ extrait du déplacement isotopique pour $^{186}\text{Ir}^m$.

$K = 0$ qu'avec celle où $K = 2$. Parmi les orbitales de neutron proposées, $3/2^- [512]$ est la seule à pouvoir former un état $K = 0$ en se couplant à l'état de proton $3/2^+ [402]$. Par contre, pour

$^{186}\text{Ir}^m$		$^{184}\text{Os } \beta_2 = 0,164$	
		$\mu \text{ (}\mu_N\text{)}$	
		$g_{s_{free}}$	$0,6g_{s_{free}}$
$\nu 1/2^- [510] \otimes$	K=1	+0,87	+1,1
$\pi 3/2^+ [402]$	K=2	-0,98	+0,05
$\nu 1/2^- [521] \otimes$	K=1	+0,51	+0,85
$\pi 3/2^+ [402]$	K=2	-0,28	+0,47
$\nu 7/2^- [503] \otimes$	K=2	-0,50	-0,72
$\pi 3/2^+ [402]$			
$\nu 3/2^- [512] \otimes$	K=0	+0,84	
$\pi 3/2^+ [402]$			
$\nu 3/2^- [512] \otimes$	K=1	+0,21	+0,40
$\pi 1/2^+ [400]$	K=2	+2,9	+1,9

TAB. V.21: Moments magnétiques de $^{186}\text{Ir}^m$ obtenus pour des configurations pures, à partir des fonctions d'onde de quasiparticules neutron et proton calculées à l'aide du modèle HF contraint pour un cœur ^{184}Os à $\beta_2 = 0,164$.

I^π	$\mu \text{ (}\mu_N\text{)}$ [Ede90]	$\mu \text{ (}\mu_N\text{)}$ COMPLIS
2^-	0,638(8)	-0,63(3)

TAB. V.22: Valeurs expérimentales du moment magnétique.

$K = 2$ trois configurations sont possibles : $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 3/2^+ [402]$, $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi 3/2^+ [402]$ ou $\nu 7/2^- [503] \otimes \pi 3/2^+ [402]$. Dans le tableau V.21 sont reportés les moments magnétiques calculés pour des configurations neutron-proton pures à l'aide des fonctions d'onde de particule individuelle obtenues pour un cœur ^{184}Os contraint à $\beta_2 = 0,164$, valeur de la déformation mesurée pour $^{186}\text{Ir}^m$. Les valeurs mesurées sont reportées dans le tableau V.22 ; notons que le signe de ce moment magnétique a été déterminé pour la première fois. Cette détermination permet d'éliminer la possibilité $[\nu 3/2^- [512] \otimes \pi 3/2^+ [402]]_{K=0}$. D'un autre côté si le meilleur accord est obtenu pour $[\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 3/2^+ [402]]_{K=2}$ et $[\nu 7/2^- [503] \otimes \pi 3/2^+ [402]]_{K=2}$, on ne peut pas complètement exclure la possibilité d'un couplage avec $\nu 1/2^- [521]$. Notons au passage que notre calcul pour la configuration $\nu 7/2^- [503] \otimes \pi 3/2^+ [402]$ est en excellent accord avec la valeur obtenue par C. Ekström *et al.* dans le cadre du modèle de Nilsson [Eks76]. En utilisant les valeurs des paramètres standards de la base $\mu_p = 0,609$ et $\kappa_p = 0,0624$ pour les protons et $\mu_n = 0,404$ et $\kappa_n = 0,0636$ pour les neutrons, ces auteurs obtiennent $\mu = -0,49\mu_N$ pour $g_s = g_{s_{free}}$ et $\mu = -0,71\mu_N$ pour $g_s = 0,6g_{s_{free}}$. La détermination du signe du moment magnétique ne constitue pas à elle seule un argument suffisant pour choisir la bonne configuration : il faut donc s'aider également des résultats du calcul rotor+2q.p. Sur la figure V.21 sont tracés les premiers niveaux des bandes rotationnelles de composante principale $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 3/2^+ [402]$, $\nu 7/2^- [503] \otimes \pi 3/2^+ [402]$ et $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi 3/2^+ [402]$ calculées avec le même cœur ^{184}Os que précédemment ($\beta_2 = 0,164$). On constate que l'état $I = 2[\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 3/2^+ [402]]_{K=2}$ constitue l'état fondamental dans le calcul restreint au

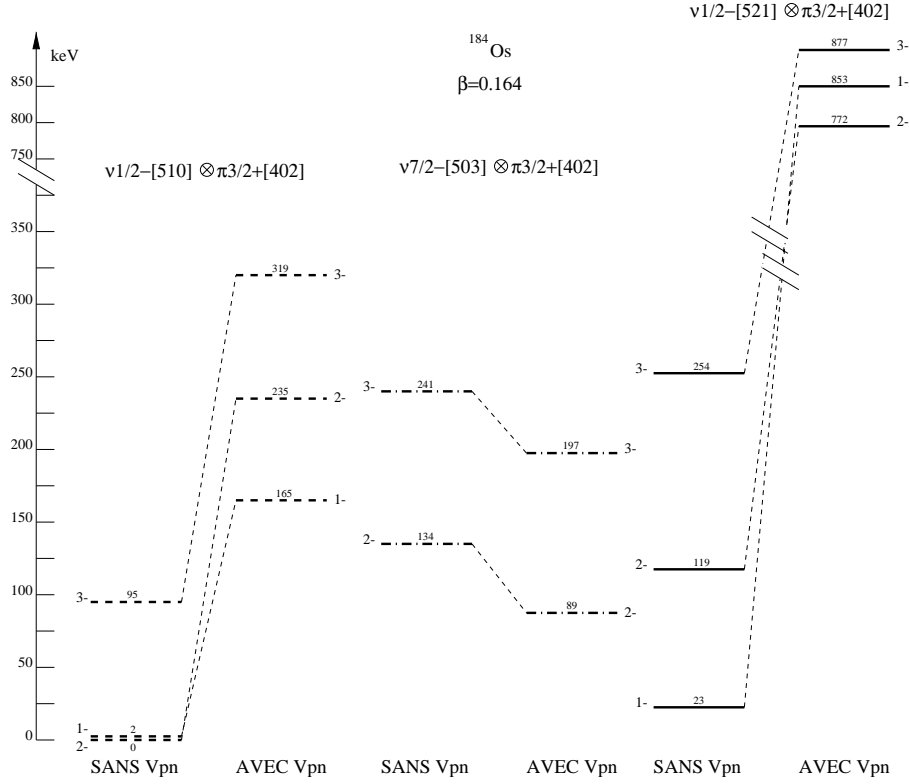


FIG. V.21: Premiers niveaux des bandes $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 3/2^+ [402]$, $\nu 7/2^- [503] \otimes \pi 3/2^+ [402]$ et $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi 3/2^+ [402]$ calculés pour un cœur ^{184}Os contraint à $\beta_2 = 0,164$.

couplage géométrique. L'intervention de l'interaction résiduelle remonte singulièrement la position des niveaux des configuration $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 3/2^+ [402]$ et $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi 3/2^+ [402]$ par rapport à ceux de la configuration $\nu 7/2^- [503] \otimes \pi 3/2^+ [402]$. D'autre part le calcul en tenant compte de l'interaction résiduelle donne les développements suivants :

$$\begin{aligned}
 \langle 2^- \rangle &= 86,4\% \langle \nu 7/2^- [503] - \pi 3/2^+ [402] \rangle & K &= 2 \\
 &+ 7,1\% \langle \nu 3/2^- [512] - \pi 3/2^+ [402] \rangle & K &= 0 \\
 &+ \dots \\
 \langle 2^- \rangle &= 70,6\% \langle \nu 1/2^- [510] - \pi 3/2^+ [402] \rangle & K &= 1 \\
 &+ 23,6\% \langle \nu 3/2^- [512] - \pi 1/2^+ [400] \rangle & K &= 1 \\
 &+ \dots
 \end{aligned}$$

Seule la composition en K de l'état 2^- de composante principale $\nu 7/2^- [503] \otimes \pi 3/2^+ [402]$ est compatible avec la mesure du moment quadrupolaire spectroscopique. On peut conclure de ces deux remarques que dans le cadre du modèle du rotor+2q.p., c'est l'état 2^- de composante principale sur $\nu 7/2^- [503] \otimes \pi 3/2^+ [402]$ qui reproduit les données expérimentales avec la meilleure cohérence. Ceci confirme l'identification de cet état isomérique proposée par A. ben Braham *et al.*

Q_s	K	Q_0	β_{Q_0}	β_{IS}	Q_{0IS}
[All82]+[Hag81]/2				COMPLIS	
+2,1(3)	0	-5,5(8)	-0,22(3)	0,202	5,88
	1	-6,1(9)	-0,25(4)		
	2	-9,1 \pm 1,3	-0,39(7)		
	3	-55 \pm 8	-2,0(3)		
	4	+9,1 \pm 1,3	+0,30(4)		
	5	+3,6(5)	+0,13(1)		
COMPLIS				COMPLIS	
+2,6(4)	0	-6,8 \pm 1,0	-0,28(5)	0,202	5,88
	1	-7,5 \pm 1,2	-0,31(6)		
	2	-11,3 \pm 1,7	-0,5(1)		
	3	-68 \pm 10	-2,5(4)		
	4	+11,3 \pm 1,7	+0,37(5)		
	5	+4,5(7)	+0,16(2)		

TAB. V.23: Comparaison entre la valeur du moment quadrupolaire intrinsèque calculée à partir du moment quadrupolaire spectroscopique et celle calculée à partir de $|\beta_2|$ extrait du déplacement isotopique pour ^{184}Ir .

4 Etude de l'état fondamental de ^{184}Ir

Différents auteurs se sont accordés sur deux valeurs possibles $I = 4$ ou $I = 5$ pour le moment angulaire total de ^{184}Ir dans son état fondamental [Hoc73, Hag81, Por89, Ben88]. Nous avons discuté au Chapitre IV de la difficulté que nous avons éprouvée à déterminer les intensités relatives des raies hyperfines. Parfois même l'existence des raies de faible intensité peut être mise en doute. Pour des moments angulaires des niveaux atomiques fins correspondant à la transition étudiée $J_1 = 9/2$ et $J_2 = 11/2$ le spectre hyperfin doit compter 24 transitions pour un moment angulaire du noyau $I = 4$ et 29 si $I = 5$. Or il s'avère que 25 raies ont été identifiées. Nous considérons donc ici comme hypothèse de travail un moment angulaire total du noyau $I = 5$. Dans le tableau V.23 sont reportées les valeurs du moment quadrupolaire intrinsèque extrait de Q_s pour les différentes valeurs que peut prendre K de manière analogue aux paragraphes précédents. La comparaison avec Q_0 extrait de β_2 autorise plusieurs possibilités pour K . Parmi elles, $K = 0$ et $K = 1$ correspondent à des valeurs négatives de Q_0 c'est-à-dire un noyau "oblate". Les deux noyaux voisins ^{183}Ir et ^{185}Ir sont bien "prolate" comme on l'a vu plus haut et à moins d'une transition de forme soudaine et violente ($|\beta_2| = 0,202$) ^{184}Ir doit l'être aussi. Si l'on suppose que l'état fondamental ne présente de composantes que sur $|K = 4\rangle$ et $|K = 5\rangle$ on aboutit à une contribution à hauteur de 60% pour $K = 5$ et 40% pour $K = 4$. Mais on peut aussi imaginer toute sorte de combinaisons de composante principale sur $|K = 5\rangle$ accompagnée des composantes moindres sur $|K = 3\rangle$ et $|K = 4\rangle$.

Comme nous l'avons vu dans la première partie de ce chapitre les états fondamentaux des noyaux impairs voisins ^{183}Ir et ^{185}Ir sont associés à un état de particule individuelle proton $\pi 1/2^-$ [541]. Pour former un état à deux quasiparticules donnant $K = 4$ ou $K = 5$ il faut envisager le couplage de ce proton avec un neutron caractérisé par une projection élevée de son moment angulaire total sur l'axe de symétrie. Le candidat naturel (et même le seul envi-

sageable) est l'état de neutron $\nu 9/2^+[624]$ identifié dans l'état fondamental des deux noyaux impairs voisins ^{185}Pt et ^{183}Os . Cette configuration $\nu 9/2^+[624] \otimes \pi 1/2^-[541]$ a été proposée pour interpréter les niveaux de basse énergie de ^{184}Ir observés par désintégration de ^{184}Pt [Ben88] et confirmée par l'étude de la désintégration de ^{184}Ir vers ^{184}Os [Por89]. Une configuration dans laquelle l'un des nucléons est découplé (ici $1/2^-[541]$ issu de la couche $\pi h_{\frac{7}{2}}$) et l'autre placé dans une orbitale correspondant à une projection du moment angulaire sur l'axe de symétrie $\Omega \gg 1/2$ (ici $9/2^+[624]$ issu de la couche $\nu i_{\frac{13}{2}}$) conduit à l'apparition d'une structure semi-découplée [Kre77]. Cette structure est caractérisée par une cascade de transitions reliant les états séparés de $\Delta I = 1$. Une telle structure construite sur l'état fondamental a bien été mise en évidence par A. J. Kreiner *et al.* dans une expérience à ions lourds [Kre86]. Une structure similaire correspondant à la configuration $\nu 9/2^+[624] \otimes \pi 1/2^-[541]$ a également été identifiée dans ^{186}Ir [Kre84].

D'après notre analyse du moment quadrupolaire on doit s'attendre à un mélange important (mais sans doute pas maximal) des deux états $|K = 4\rangle$ et $|K = 5\rangle$ correspondant chacun à un alignement relatif différent de la projection sur l'axe de symétrie des moments angulaires des deux nucléons : $K_{\geq} = |\Omega_p \pm \Omega_n|$. Ce mélange trahit un effet dû à l'interaction de Coriolis important, qui doit également être responsable de l'abaissement du spin $I = 5$ au niveau fondamental. De quelle manière un calcul dans le cadre du modèle du rotor+2q.p. reproduit-il cette tendance ? Le cœur le mieux adapté, du point de vue des coefficients de remplissage, afin de représenter le noyau ^{184}Ir est ^{182}Os . Pour un calcul effectué à la contrainte $\beta_2 = 0,214$ on obtient en effet pour le neutron $v_{[624]}^2 = 0,33$ (état de particule) et pour le proton $v_{[541]}^2 = 0,04$ (état de particule). Un autre cœur bien adapté est ^{184}Pt : avec une contrainte $\beta_2 = 0,214$ également, on a $v_{[624]}^2 = 0,33$ qui en fait clairement un état de particule et $v_{[541]}^2 = 0,42$ qui constitue une valeur assez proche de 0,5 pour utiliser cette fonction d'onde (à titre de comparaison et pour être complet) afin de décrire le proton de ^{184}Ir . Les résultats pour les premiers niveaux de la bande correspondant à la $\nu 9/2^+[624] \otimes \pi 1/2^-[541]$ sont présentés sur la figure V.22 et comparés niveaux expérimentaux [Ben88, Kre86]. On constate que l'ordre de niveaux est bien reproduit par le calcul avec ^{184}Pt . Il est intéressant de remarquer que ce schéma théorique est très similaire à ceux obtenus par A. Ben Braham *et al.* [Ben88] et A. J. Kreiner *et al.* [Kre90'] dans le cadre d'un autre modèle de rotor plus deux quasiparticules (TQPRM). Ces auteurs se sont attachés en particulier à mettre en évidence l'influence de la position du niveau de Fermi des neutrons par rapport aux orbitales de la couche $\nu i_{\frac{13}{2}}$ sur l'allure générale de la bande semi-découplée. Ils montrent la grande sensibilité des niveaux 3^- et 4^- à l'écart séparant le niveau de Fermi et l'orbitale $9/2^+[624]$. Cette sensibilité est bien rendue également dans nos calculs : il existe une variation importante de la position de ces deux niveaux par rapport au reste du schéma d'un cœur à l'autre. Les valeurs de $v_{[624]}^2$ indiquent bien que l'écart $\lambda_n - E_{9/2^+[624]}$ a évolué entre ces deux cœurs. Par contre les niveaux 5^- , 6^- et 7^- sont calculés pratiquement à la même énergie avec les deux cœurs. La comparaison présentée sur la figure V.22 montre que les niveaux 3^- et 4^- expérimentaux se trouvent dans une situation intermédiaire à celle décrite par chacun des cœurs. La fonction d'onde du fondamental 5^- calculée avec le cœur ^{182}Os présente la composition suivante :

$$\begin{aligned}
 \langle 5^- \rangle &= 50,3\% \langle \nu 9/2^+[624] + \pi 1/2^-[541] \rangle & K = 5 \\
 &+ 44,4\% \langle \nu 9/2^+[624] - \pi 1/2^-[541] \rangle & K = 4 \\
 &+ 5,1\% \langle \nu 9/2^+[624] - \pi 3/2^-[532] \rangle & K = 3
 \end{aligned}$$

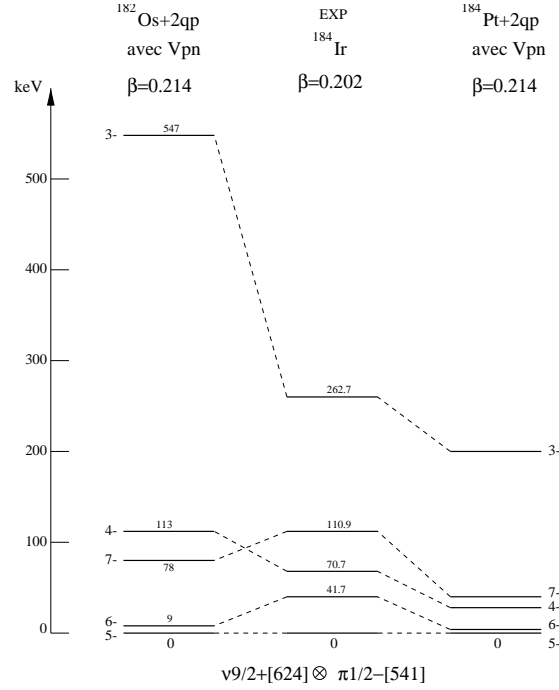


FIG. V.22: Comparaison entre le schéma expérimental des premiers niveaux de la bande $\pi h_{\frac{9}{2}} \otimes \nu 9/2^+[624] \otimes \pi 1/2^- [541]$ avec les schémas obtenus par calcul rotor+2q.p. avec les cœurs ^{182}Os et ^{184}Pt contraints à $\beta = 0,214$.

Ces pourcentages sont en bon accord avec ceux donnés par l'analyse du moment quadrupolaire spectroscopique.

Malheureusement, il est difficile de reproduire le signe du moment magnétique de ce noyau. Dans le tableau V.24 sont reportées les valeurs du moment magnétique calculées pour la configuration $\nu 9/2^+[624] \otimes \pi 1/2^- [541]$ pure. Comme précédemment j'ai utilisé la décomposition sur la base sphérique des états de particule individuelle dans le champ HF pour calculer les facteurs gyromagnétique g_K utilisés dans la formule de Lamm *et al.* (chapitre II). Il faut relativiser le désaccord sur le signe lorsqu'on se trouve face à une valeur absolue de toute façon faible. Mais le désaccord observé est d'autant plus troublant que les moments calculés sont proches du moment mesuré en valeur absolue. Il est difficile (mais pas impossible) de commettre une erreur sur la détermination du signe du moment magnétique. En effet, un tel changement de signe signifie également un changement de signe du facteur hyperfin A (Chapitre III). Ceci se traduit dans l'iridium par une inversion de l'intensité des raies hyperfines principales en fonction de la fréquence : par exemple la raie la plus intense de l'extrémité bleue du spectre passe à son extrémité rouge. Ceci n'est bien entendu pas complètement à exclure étant donné le faible degré de confiance que l'on peut accorder à ces intensités (voir Chapitre IV), mais signifierait avoir commis l'erreur sur *tous* les spectres dépouillés.

Enfin, il est peut-être utile de remarquer que la configuration $\nu 9/2^+[624] \otimes \pi 1/2^- [541]$ représente une situation un peu particulière où le moment angulaire total du noyau est formé de la somme du moment d'un proton presque totalement découplé c'est-à-dire pratiquement aligné

^{184}Ir		$^{182}\text{Os } \beta_2 = 0,214$	
		$\mu (\mu_N)$	
		$g_{s_{free}}$	$0,6g_{s_{free}}$
$\nu 9/2^+[624] \otimes$	K=4	-0,23	+0,10
$\pi 1/2^-[541]$	K=5	-0,81	-0,16

TAB. V.24: Moments magnétiques de ^{184}Ir pour une configuration pure, à partir des fonctions d'onde de quasiparticules neutron et proton calculées dans le cadre du modèle HF contraint avec un cœur ^{182}Os .

I^π	$\mu(\mu_N)$ [Ohy88]	$\mu(\mu_N)$ COMPLIS
5^-	0,696(5)	+0,69(3)

TAB. V.25: Valeurs expérimentales du moment magnétique.

à l'axe de rotation et du moment d'un neutron bien couplé caractérisé par une projection grande sur l'axe de symétrie, et donc pratiquement aligné le long de cet axe. Par exemple dans ce cas les règles de Gallagher-Moszkowski qui prédisent un spin 4 pour l'état fondamental ne peuvent pas s'appliquer puisqu'elles supposent l'alignement des spins intrinsèques des nucléons sur l'axe de symétrie (*i.e.* Σ est un bon nombre quantique). On se retrouve donc avec le semi-découplage comme c'était déjà le cas avec le double découplage, dans une situation où l'interaction de Coriolis n'est plus un simple phénomène perturbatif mais joue un rôle de premier plan dans la structure des spectres. Il est possible donc que dans une configuration semi-découplée, il soit nécessaire de tenir compte d'une contribution au moment magnétique dû au terme non diagonal de Coriolis au travers du paramètre de découplage magnétique b_0 du proton $\pi 1/2^-[541]$. Nous avons vu en effet l'importance de ce type de contribution dans le cas du double découplage.

5 Etude de l'état fondamental de ^{182}Ir

L'état fondamental de ^{182}Ir a été identifié comme $I^\pi = 3^+$ par J. Sauvage *et al.* [Sau95]. Pour un moment angulaire total $I = 3$, les valeurs du paramètre de déformation β_2 que l'on peut extraire du moment quadrupolaire intrinsèque calculé pour plusieurs valeurs de K sont reportées dans le tableau ci-dessous. Lors de la transformation du référentiel intrinsèque au

Q_s	K	Q_0	β_{Q_0}	β_{IS}	Q_{0IS}
-1,7(6)	0	+5,1 \pm 1,8	+0,18(6)	0,202	5,84
	1	+6,8 \pm 2,4	+0,23(8)		
	2	-	-		
	3	-3,8 \pm 1,4	-0,15(6)		

TAB. V.26: Comparaison entre la valeur du moment quadrupolaire intrinsèque calculée à partir du moment quadrupolaire spectroscopique et celle calculée à partir de $|\beta_2|$ extrait du déplacement isotopique pour ^{182}Ir .

référentiel du laboratoire, la valeur $K = 2$ donne un moment quadrupolaire spectroscopique

nul. La comparaison dans le tableau V.26 des moments quadrupolaires intrinsèques obtenues à partir du moment quadrupolaire spectroscopique et du déplacement isotopique indique que l'état fondamental peut être caractérisé par une projection du moment angulaire total $K = 0$, $K = 1$ ou un mélange de $K = 0$ et $K = 1$. On ne peut néanmoins pas complètement exclure une composante $K = 3$ dans la fonction d'onde. Dans le cas d'un mélange $K = 0$ et $K = 1$, on aboutit à des composantes de l'ordre de 50%. Quelle serait la configuration susceptible de rendre compte de cette situation ? Les deux noyaux d'iridium ^{181}Ir et ^{183}Ir ont pour état fondamental $\pi 5/2^- [541]$ comme nous l'avons vu dans la première partie de ce chapitre (B). L'examen des schémas de niveaux à basse énergie des isotones impairs en neutrons ^{181}Os et ^{183}Pt laisse le choix entre les orbitales $\nu 1/2^- [521]$ et $\nu 7/2^- [514]$ pour, lors du couplage avec l'orbitale $\pi 1/2^- [541]$, former un état 3^+ . Mais seule une configuration $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi 1/2^- [541]$ peut produire les valeurs de $K = 0$ et $K = 1$. De plus, une telle configuration a des chances de conduire à une bande doublement découplée, et A. J. Kreiner *et al.* ont bien observé à haut spin [Kre86] une telle structure bâtie sur l'état fondamental. Ceci élimine définitivement l'hypothèse d'un état $K = 3$. La situation est donc similaire à celle que nous avons rencontré en étudiant ^{186}Ir , à cette différence importante près que l'orbitale du neutron n'est plus ici $1/2^- [510]$ mais $1/2^- [521]$ qui correspond à un mouvement plus clairement découplé. On peut se donner une idée du paramètre de découplage de la bande expérimentale construite sur cet état dans ^{181}Os et dans ^{183}Pt en considérant la figure V.23. Le resserrement des niveaux $3/2^-$ – $5/2^-$, $7/2^-$ – $9/2^-$... trahit un paramètre de découplage proche de l'unité. Pour la comparaison, les niveaux calculés pour les cœurs ^{182}Os et ^{184}Pt contraints à $\beta_2 = 0,214$ sont également reportés sur cette figure. Le résultat du calcul du taux de remplissage de la quasiparticule $1/2^- [521]$ donne $v^2 \simeq 0,9$ dans les deux cas. Les cœurs ^{182}Os et ^{184}Pt sont donc bien adaptés pour représenter respectivement les états de neutron de ^{181}Os et ^{183}Pt . Expérimentalement, il n'existe pas dans ces noyaux d'état $K = 3/2$ à proximité de l'état $1/2^- [521]$, aussi l'effet de l'interaction de Coriolis sur cette bande se produit pratiquement exclusivement au travers du terme diagonal. En conséquence, l'énergie des niveaux appartenant à la bande peut s'écrire sous la forme [Nør71] :

$$E_I = \epsilon_K + A I(I+1) + B I^2(I+1)^2 + Aa [(-1)^{I+\frac{1}{2}}(I + \frac{1}{2}) + 1]$$

où A est le moment d'inertie, B caractérise la «molese» du noyau à la rotation, ϵ_K est l'énergie intrinsèque de l'état K et enfin a le paramètre de découplage. En utilisant ces quatre quantités comme paramètres pour reproduire les énergies expérimentales des huit premiers niveaux de la bande, on aboutit à une valeur du paramètre de découplage $a = +0,82$ pour un terme associé au moment d'inertie $A = 17,15$ keV ce qui est assez cohérent avec les données disponibles sur cette orbitale dans le cas ^{179}W [Fir96]. Dans ^{183}Pt les caractéristiques de la bande sont disponibles dans la littérature et valent : $A = 15,4$ keV et $a = +0,88$ [Fir96]. Le paramètre de découplage calculé avec la fonction d'onde de quasiparticule neutron du cœur ^{182}Os vaut $a = +0,96$. Cela se traduit par des niveaux $3/2^-$ – $5/2^-$, $7/2^-$ – $9/2^-$... pratiquement confondus. Aussi un mélange ténu avec la bande $3/2^- [512]$ calculée à une énergie beaucoup plus élevée suffit à abaisser l'un des deux membres du doublet par rapport à l'autre. Malgré ce léger désaccord, les niveaux expérimentaux sont bien reproduits et on peut considérer que l'on dispose de fonctions d'ondes réalistes pour décrire l'état du neutron participant au couplage avec le proton. On peut donc choisir le jeu de quasiparticules neutron et proton obtenus avec le cœur ^{182}Os pour calculer la configuration $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi 1/2^- [541]$ correspondant à l'état

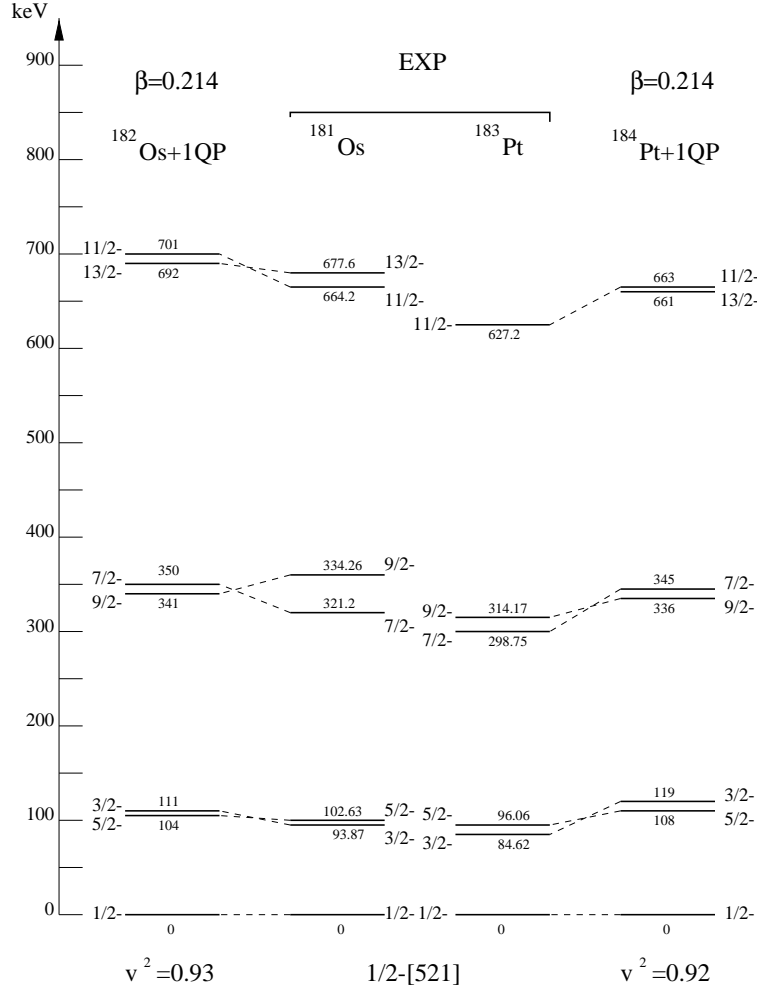


FIG. V.23: Schéma des niveaux expérimentaux de la bande $1/2^- [521]$ dans ^{181}Os et ^{183}Pt comparé aux schémas donnés par le calcul rotor+1q.p. avec les cœurs ^{182}Os et ^{184}Pt contraints tous deux à la déformation $\beta_2 = 0,214$.

fondamental de ^{182}Ir . Les coefficients de remplissage des quasiparticules nous autorisent bien à utiliser ce cœur pour représenter ^{182}Ir : pour l'état de neutron, on a en effet $v_{[521]}^2 = 0,93$ (état de trou) et pour l'état de proton $v_{[541]}^2 = 0,04$ (état de particule). Pour une configuration pure $\langle \Omega_n = \frac{1}{2} \otimes \Omega_p = \frac{1}{2} \rangle$ on obtient alors les moments magnétiques présentés dans le tableau V.27 (équation C.1). On constate qu'une situation de mélange maximal des états $|K = 0\rangle$ et $|K = 1\rangle$ donne des résultats en meilleur accord avec la valeur expérimentale (tableau V.28) que le calcul pour des états de K pur. Ainsi, tant l'analyse du moment quadrupolaire spectroscopique que celle du moment magnétique indiquent que l'interaction de Coriolis tend à produire un état fondamental caractérisé par un mélange très important (voire maximal) de $K = 0$ et $K = 1$. Le terme non diagonal de l'interaction de Coriolis jouant pour les noyaux impairs-impairs le rôle du paramètre de découplage, ceci est cohérent avec l'observation d'une structure doublement découplée construite sur l'état fondamental.

Il est intéressant maintenant de considérer le résultat de la diagonalisation de l'hamiltonien

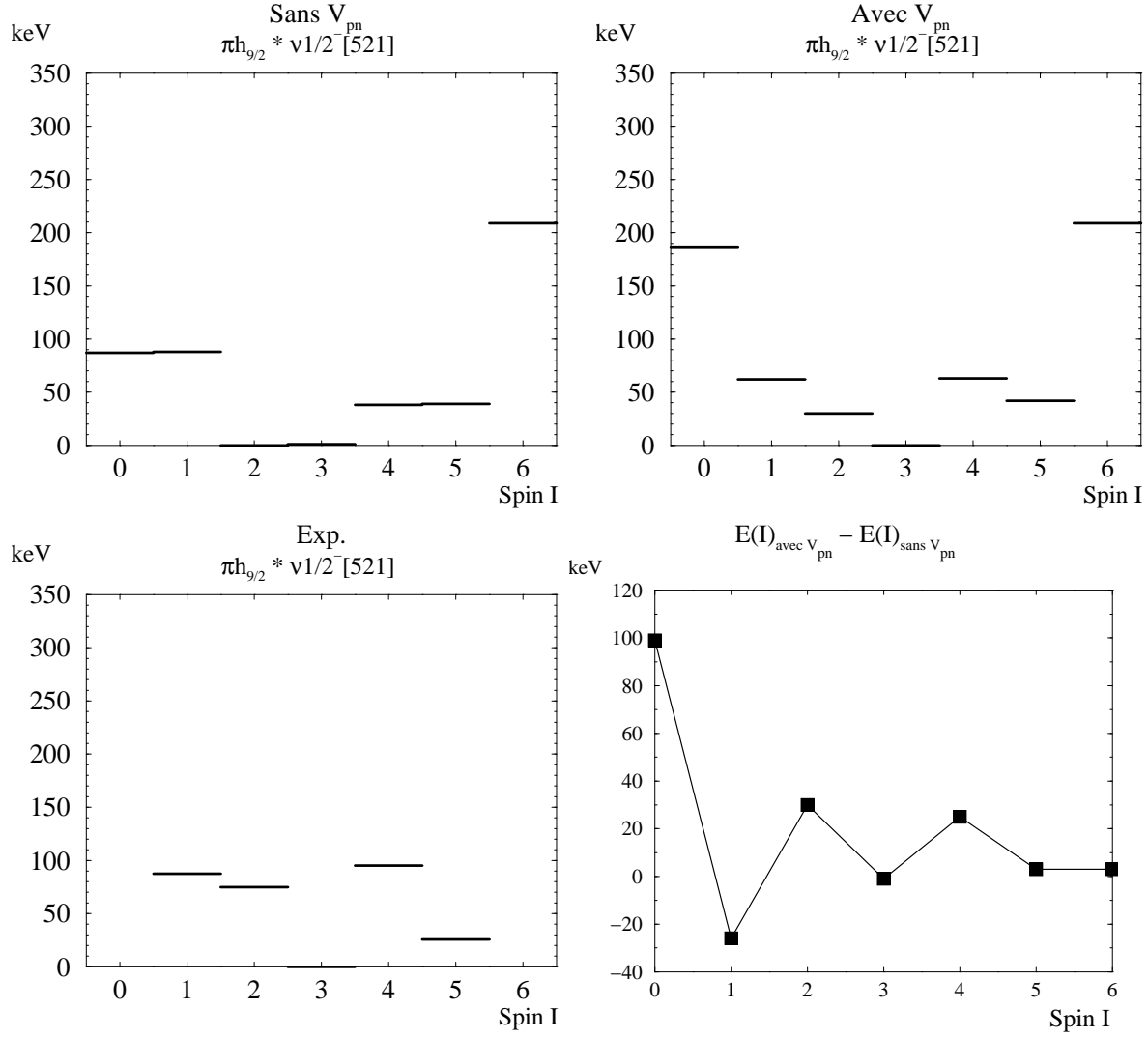


FIG. V.24: Niveaux expérimentaux de la bande $\pi h_{\frac{9}{2}} \otimes \nu 1/2^- [521]$ de ^{182}Ir [Sau95] comparés aux résultats du calcul rotor+2q.p. avec et sans interaction résiduelle pour un cœur de ^{182}Os contraint à une valeur de la déformation $\beta_2 = 0,214$ proche de celle extraite du déplacement isotopique ($\beta_2 = 0,202$)

^{182}Ir		$^{182}\text{Os } \beta_2 = 0,214$	
		$\mu (\mu_N)$	
		$g_{s_{free}}$	$0,6g_{s_{free}}$
$\nu 1/2^- [521] \otimes$ $\pi 1/2^- [541]$	K=0	+1,27	
	K=1	+1,34	+1,32
	50%[$K = 0$]+ 50%[$K = 1$]	+1,98	+2,72

TAB. V.27: Moments magnétiques de ^{182}Ir pour une configuration pure, à partir des fonctions d'onde de quasiparticules neutron et proton calculées dans le cadre du modèle HF contraint avec un cœur ^{182}Os .

I^π	$\mu(\mu_N)$ [Boo92]	$\mu(\mu_N)$ COMPLIS
3^+	2,28(8)	+2,64(19)

TAB. V.28: Valeurs expérimentales du moment magnétique.

total (incluant l'interaction de Coriolis) dans le cadre du modèle du rotor+2q.p. La diagonalisation est effectuée dans l'espace constitué par les états de particule individuelle

neutron :	et proton :
$\nu 9/2^+ [624]$	$\pi 3/2^+ [402]$
$\nu 1/2^- [521]$	$\pi 1/2^- [541]$
$\nu 1/2^- [510]$	$\pi 3/2^- [532]$
$\nu 3/2^- [512]$	
$\nu 7/2^- [503]$	
$\nu 7/2^- [514]$	

On obtient alors un état 3^+ de composante principale sur la configuration $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi 1/2^- [541]$ présentant la composition suivante :

$$\begin{aligned}
\langle 3^+ \rangle &= 40,5\% \langle \nu 1/2^- [521] - \pi 1/2^- [541] \rangle & K = 0 \\
&+ 48,6\% \langle \nu 1/2^- [521] + \pi 1/2^- [541] \rangle & K = 1 \\
&+ 5,2\% \langle \nu 1/2^- [521] + \pi 3/2^- [532] \rangle & K = 2 \\
&+ \dots
\end{aligned}$$

Ce résultat introduit une nuance par rapport à une situation de mélange complet des états $K = \Omega_p \pm \Omega_n = 0, 1$ de la configuration $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi 1/2^- [541]$ pure. En effet, le calcul favorise plutôt $K = 1$, mais surtout, la composante de l'état de proton sur $3/2^- [532]$ introduit une contribution de $K = 2$ dans la description de l'état fondamental 3^+ . Cette contribution est impossible à retranscrire dans la valeur du moment quadrupolaire intrinsèque lors du passage du référentiel du laboratoire au référentiel du noyau (comme nous l'avons souligné au début de ce paragraphe). A mon sens, ceci rappelle les limites de cette procédure lorsque le

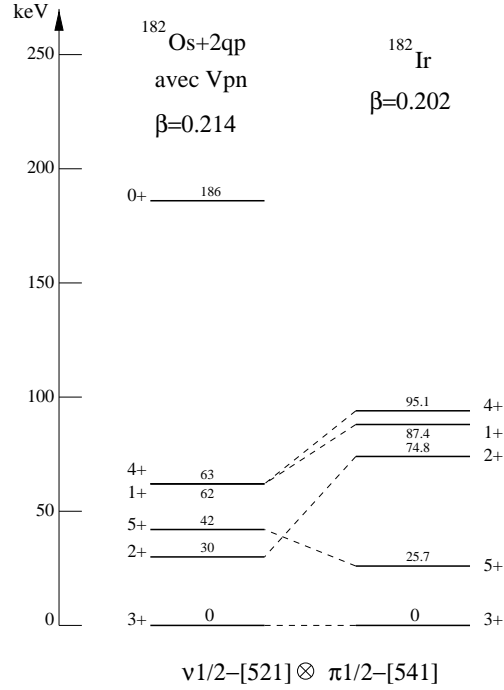


FIG. V.25: Comparaison entre le schéma expérimental de la bande $\pi h_{\frac{9}{2}} \otimes \nu 1/2^- [521]$ et le schéma obtenu par calcul rotor+2q.p. avec le cœur ^{182}Os à $\beta = 0,214$.

terme non diagonal de l'interaction de Coriolis ne peut plus être traité comme une perturbation. Ce terme représente en effet une brisure de la symétrie axiale sur laquelle repose la transformation du moment quadrupolaire lors du changement de référentiel (Chapitre II). Le schéma de niveaux de la bande rotationnelle correspondant à la configuration $\nu 1/2^- [521] \otimes \pi 1/2^- [541]$ calculé pour les spins $0 \leq I \leq 6$ est représenté sur la figure V.24. Il est comparé au schéma expérimental avec l'identification des états proposée par J. Sauvage *et al.* Le spin de l'état fondamental est correctement prédit. L'influence de l'interaction résiduelle joue correctement en faveur du spin 3 par rapport au spin 2 et en faveur du spin 5 par rapport au spin 4. On peut remarquer que cette influence s'amenuise vers les spins plus élevés. Notre calcul en utilisant le cœur ^{182}Os contraint à $\beta_2 = 0,214$ donne en fait des résultats très similaires à ceux obtenus par J. Sauvage *et al.* qui ont effectué le calcul dans le cadre du même modèle pour un cœur ^{184}Pt contraint à une déformation un peu plus élevée $\beta_2 = 0,230$. En ce sens, nous ne pouvons que confirmer l'identification qui a été proposée par ces auteurs pour les niveaux de cette bande rotationnelle. L'accord ainsi obtenu entre le schéma expérimental et le schéma théorique est illustré par la figure V.25.

D Bilan

La réussite principale des calculs pour les noyaux impairs réside dans la prédiction du changement de l'état fondamental entre ^{187}Ir et ^{185}Ir . Ce changement d'état correspond au croisement de deux orbitales lié à la déformation et la valeur du paramètre de déformation β_2 auquel il se produit est prédit en parfait accord avec nos données expérimentales. Par contre, nous avons de bons arguments pour dire que l'état de particule individuelle $1/2^+[400]$ est calculé à une énergie trop élevée par rapport à celle de l'orbitale $3/2^+[402]$. Ceci conduit sans doute à une représentation incomplète de l'état fondamental de ^{188}Ir .

La comparaison des valeurs du moment quadrupolaire intrinsèque obtenues à partir de deux quantités expérimentales différentes fournit des indications précieuses, voire indispensables, sur la valeur de la projection K du moment angulaire total sur l'axe de symétrie. Cette comparaison a permis de soulever un problème important concernant l'état fondamental des noyaux impairs légers. En effet, les énergies des états de la bande $1/2^- [541]$ favorisés par le découplage : $\frac{1}{2}, \frac{5}{2}, \frac{9}{2} \dots$ sont particulièrement bien reproduites, en particulier la petite diminution du paramètre de découplage entre ^{187}Ir et ^{185}Ir qui se traduit par l'inversion des niveaux $5/2^-$ et $9/2^-$, séparés de quelques keV. Il semble donc que le paramètre de découplage soit calculé de manière correcte. Par contre, le fait que les états de la sous-bande défavorisée $\frac{3}{2}, \frac{7}{2}, \frac{11}{2} \dots$ soient systématiquement prédits à une énergie trop élevée laisse entendre que le mélange des états $\pi 1/2^- [541]$ et $\pi 3/2^- [532]$ est sous-estimé dans les calculs. L'analyse des moments dipolaires magnétiques confirme l'existence de ce mélange, mais l'analyse du moment quadrupolaire, en contradiction avec l'ensemble de ces indications laisse croire à un état $K = \frac{1}{2}$ pur. Pour un état de proton aussi découplé que celui observé dans ces noyaux, on peut sans doute considérer que j est un bon nombre quantique. Il est possible alors que la contribution du mouvement de la particule au moment quadrupolaire spectroscopique total mesuré ne soit plus négligeable par rapport à la contribution collective [Boh53].

$^{186}\text{Ir}^g$ est probablement le noyau le plus difficile à comprendre de la série. Malgré tous les efforts déployés, il a été impossible d'obtenir une valeur $I = 5$ pour un état fondamental de composante principale associée à la configuration $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 1/2^- [541]$. Il est difficile de discuter de l'influence de l'orbitale $\nu 1/2^- [521]$: la manière avec laquelle cet état refuse de participer à la fonction d'onde est troublante et empêche de vérifier correctement son influence. Pour cela, il serait nécessaire de poursuivre les calculs avec un cœur où cette orbitale émerge au dessus du niveau de Fermi. L'ennui avec l'état de proton est qu'il a été impossible de représenter une situation où à la fois le paramètre de découplage intrinsèque et le paramètre de découplage apparent restent élevés sans que simultanément les états de neutron $\nu 1/2^- [510]$ et $\nu 3/2^- [512]$ ne se mélangent complètement et donc de tester l'influence du couplage de manière indépendante. Par contre, ce mélange, effectivement observé dans les noyaux d'osmium impairs voisins, semble bien devoir constituer l'un des ingrédients déterminant la valeur du spin $I = 5$ de l'état fondamental. Le mélange des états de neutron $\nu 1/2^- [510]$ et $\nu 3/2^- [512]$ et de proton $\pi 1/2^- [541]$ et $\pi 3/2^- [532]$ impliqués dans la description de l'état fondamental a pour conséquence d'introduire dans la fonction d'onde totale des composantes $K > 1$ en apparence difficiles à concilier avec l'analyse du moment quadrupolaire. Mais ce problème relève à mon avis de la même origine que l'incompatibilité observée pour le noyau impair ^{185}Ir mentionnée un peu plus haut. Quoi qu'il en soit, il serait nécessaire d'étendre les calculs aux spins élevés de façon à vérifier si la structure de la bande doublement découplée est bien reproduite.

De manière générale, les calculs des moments magnétiques effectués pour les noyaux impairs-impairs en utilisant les fonctions d'onde HF de particule individuelle permettent de reproduire de manière satisfaisante les valeurs mesurées. Ceci traduit la très bonne qualité de ces fonctions d'onde. La seule fausse note concerne ^{184}Ir dont l'état fondamental correspondant à la configuration $\nu 9/2^+[624] \otimes \pi 1/2^- [541]$ est constitué d'un mélange important des composantes $K = 4$ et $K = 5$. Le désaccord constaté (le signe n'est pas reproduit) est sans doute à imputer au fait de ne pas tenir compte des termes non diagonaux dans le calcul. Il serait nécessaire d'effectuer le calcul complet en tenant compte du couplage à la rotation.

Il faut, dans tous les cas, relativiser les désaccords observés étant donné l'aspect restrictif de nos hypothèses de départ. On peut plutôt considérer que ce modèle a complètement rempli le rôle qui lui avait été assigné, celui de nous orienter parmi les données expérimentales, de nous aider à pointer l'origine des différents phénomènes et ainsi, de mesurer la cohérence de l'image que l'on se fait de ces noyaux, à l'aune d'une description microscopique.

On peut, dès lors, porter un regard d'ensemble sur les noyaux de cette portion de la chaîne isotopique de l'iridium étudiée ici. Sur la figure V.26 on constate que le phénomène majeur qui caractérise ces noyaux est l'avènement de cet état de proton $1/2^- [541]$ complètement découplé. D'un côté se trouve le groupe des noyaux les plus lourds jusqu'à la masse 187, incluant $^{186}\text{Ir}^m$, faiblement déformés ($\beta_2 \simeq 0,16$) où $3/2^+ [402]$ est l'état de proton qui décrit l'état fondamental des noyaux impairs et qui s'avère impliqué dans le couplage neutron-proton pour les états des noyaux impairs-impairs observés. Le mouvement des particules non appariées est alors, dans tous les cas, bien couplé à celui de la surface nucléaire. De l'autre côté de la «transition de déformation» qui voit β_2 devenir soudainement un peu plus grand que 0,2 on trouve le groupe des noyaux les plus légers : de $^{186}\text{Ir}^g$ à ^{182}Ir . L'état de proton qui entre dans la description de l'état fondamental de ces noyaux est dans tous les cas $1/2^- [541]$, le mouvement du proton est alors systématiquement découplé du mouvement de la surface nucléaire avec pour conséquence dans le cas des noyaux impairs-impairs – et suivant l'état du neutron non apparié – l'apparition de situations de double-découplage et de semi-découplage.

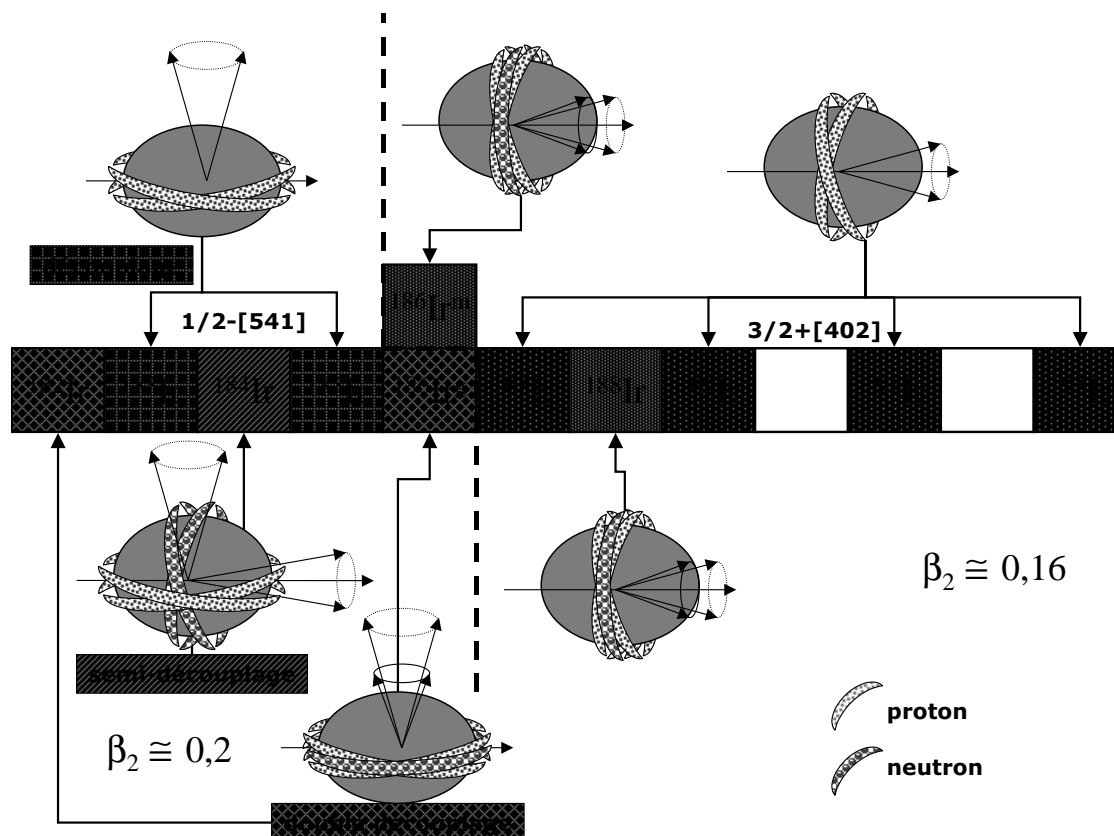


FIG. V.26: Vision synoptique de la chaîne isotopique de l'iridium. Les trajectoires (très approximatives) des protons et des neutrons non appariés sont symbolisées par de petites «ceintures» remplies respectivement de pointillés et de petits pois.

Chapitre VI

Conclusion

La structure hyperfine de la transition $5d^7 6s^2 \ ^4F_{\frac{9}{2}} \rightarrow 5d^7 6s 6p \ ^6F_{\frac{11}{2}}$ à 351,7 nm a été étudiée pour les isotopes de l'iridium déficients en neutrons. Les moments quadrupolaires spectroscopiques et les moments dipolaires magnétiques affectés de leurs signes ont été extraits des spectres hyperfins pour $^{182-189}\text{Ir}$, $^{186}\text{Ir}^m$ et $^{191,193}\text{Ir}$. Les moments dipolaires magnétiques de ^{187}Ir et ^{183}Ir ont, en particulier, été mesurés pour la première fois. A l'exception des deux isotopes stables $^{191,193}\text{Ir}$, les signes de tous les moments magnétiques ont pu être attribués également pour la première fois. Les moments quadrupolaires spectroscopiques de ^{183}Ir et ^{182}Ir n'étaient pas non plus connus avant ces mesures. D'autre part, les variations du rayon carré moyen de charge $\delta\langle r_c^2 \rangle$ et du paramètre de déformation au carré $\delta\beta_2^2$ ont été calculées à partir du déplacement du centre de gravité de la structure hyperfine d'un isotope à l'autre. Le tracé de $\delta\langle r_c^2 \rangle$ pour cette chaîne isotopique laisse apparaître deux faits marquants : une augmentation soudaine du rayon de charge entre ^{187}Ir et ^{186}Ir qui se traduit par un changement de déformation important de $\beta_2 = 0,167$ à $\beta_2 = 0,202$ et une différence de déformation entre l'état fondamental ($\beta_2 = 0,202$) et l'état isomérique ($\beta_2 = 0,168$) de ^{186}Ir . En utilisant les déformations expérimentales comme contraintes dans le calcul de rotor+1q.p., on saisit clairement de quelle manière ce changement de la déformation collective se reflète dans la structure du noyau. L'état fondamental des noyaux $^{193,191,189,187}\text{Ir}$ impairs, caractérisés par des déformations faibles $\beta_2 \simeq 0,16$, est décrit en effet principalement par l'orbitale $3/2^+ [402]$ et l'état fondamental des noyaux $^{185,183}\text{Ir}$, caractérisés par des déformations plus élevées $\beta_2 \simeq 0,2$, par l'orbitale $1/2^- [541]$ issue de la sous-couche sphérique $h_{\frac{9}{2}}$. Parmi les motivations de cette expérience on trouvait la nécessité de comparer la chaîne des isotopes de l'or à une autre chaîne isotopique de Z impair. Il est tout à fait intéressant de constater que le changement de déformation se produit à la même masse dans les deux séries Au et Ir *i.e.* entre $A = 187$ et $A = 186$. Dans l'or également, cette transition de déformation s'accompagnait d'un changement de l'état fondamental des noyaux, décrit là aussi par une orbitale issue de la sous-couche $h_{\frac{9}{2}}$. Ce changement d'état se retranscrit naturellement de manière nette dans les valeurs des moments statiques qui sont très similaires dans les deux séries [Rou00]. Dans l'iridium cependant, la variation de rayon carré moyen de charge se produit de manière plus atténuée, ce qui confirme l'hypothèse que ce type de phénomène est propre à la région proche de la fermeture de couche de protons et tend à disparaître en direction de la région de milieu de couche peuplée de noyaux de terres rares bien déformés. L'analogie entre les deux séries va encore plus loin : tout se passe également dans l'iridium comme si l'état de proton «stabilisait»

la forme. On constate en effet, qu'indépendamment de l'orbitale de neutron intervenant dans la configuration de leur état fondamental, les noyaux impairs-impairs de chaque côté de la transition gardent la déformation des noyaux impairs voisins. Par ailleurs, nous avons vu dans ^{184}Au que la déformation reste sensiblement identique entre $^{184}\text{Au}^g$ et $^{184}\text{Au}^m$ possédant le même état de proton. On a l'exemple ici de deux états de même noyau, $^{186}\text{Ir}^g$ et $^{186}\text{Ir}^m$ représentés par deux configurations impliquant un état de proton différent (respectivement $\nu 1/2^- [510] \otimes \pi 1/2^- [541]$ et $\nu 7/2^- [503] \otimes \pi 3/2^+ [402]$). On constate alors que chacun des deux adopte la déformation du noyau impair voisin dont l'état fondamental est décrit par la même orbitale de proton.

Dans les deux séries, nos calculs effectués dans le cadre du modèle de rotor axial avec une déformation "prolate" reproduisent de manière très satisfaisante les propriétés de la bande rotationnelle construite sur l'état $1/2^- [541]$ constituant l'état fondamental des noyaux impairs bien déformés situés du côté «léger» de la transition. Ceci tend à confirmer qu'après cette transition de déformation les noyaux adoptent une forme "prolate" bien marquée. L'identification de l'état en tant qu'orbitale axiale est alors claire.

D'un autre côté, les problèmes liés à une description satisfaisante de l'état fondamental des noyaux impairs de faible déformation situés du côté «lourd» de la transition qui existaient dans l'or demeurent dans l'iridium. Dans nos calculs avec une déformation "prolate", les moments statiques pour l'état $3/2^+ [402]$ sont en bon accord avec l'expérience, mais la bande construite sur l'état $1/2^+ [400]$ issu de l'orbitale sphérique $3s_{\frac{1}{2}}$ est mal reproduite (elle est essentiellement trop découplée). Et de manière très claire, le mélange entre cette bande et la bande construite sur l'état fondamental identifié comme $3/2^+ [402]$ issu de l'orbitale sphérique $2d_{\frac{3}{2}}$ est sous estimé. D'autre part, les calculs effectués par M.-G. Porquet *et al.* [Por86] dans le cadre du même modèle montrent que l'apparence de la bande construite sur l'état $1/2^+$ est mieux représentée pour une déformation "oblate". L'état fondamental des noyaux les plus lourds et leurs états à basse énergie de parité positive ont par ailleurs déjà donné lieu à de nombreuses tentatives de description théorique tenant compte de la triaxialité [Vie79, Pie80, Sah81] jusqu'à récemment [Bez00]. L'amélioration apportée par le degré de liberté supplémentaire γ (en sus des paramètres ajustables) n'est pas aussi significative qu'on aurait pu l'imaginer, tant pour l'énergie des niveaux que pour les valeurs des moments statiques. Il ressort essentiellement que l'intrication des deux orbitales issues des sous-couches sphériques $2d_{\frac{3}{2}}$ et $3s_{\frac{1}{2}}$ reste difficile à analyser et semble bien avoir un rapport avec la forme du noyau. La question de la forme de ces noyaux faiblement déformé d'or et d'iridium reste sans doute encore ouverte. Mais les termes de cette question peuvent être modifiés suite à l'observation des nombreuses similitudes entre les noyaux de ces deux chaînes isotopiques mises en évidence dans ce travail. Supposons, dans l'hypothèse simplificatrice de la symétrie axiale et comme cela est fortement suggéré par nos résultats, que l'on puisse se satisfaire d'une description "prolate" de l'état fondamental de tous les noyaux d'iridium. Alors l'existence de ces similitudes suggère que l'atténuation de la variation de rayon carré moyen de charge lors de la transition que l'on observe entre les deux séries (voir figure VI.1) pourrait être due au fait que la transition se produise dans le cas de l'or, entre des noyaux "oblate" et des noyaux "prolate" et dans le cas de l'iridium entre des noyaux tous "prolate". Ou bien, faut-il pousser l'analogie avec les noyaux d'or comme tendent à le suggérer non seulement les valeurs très similaires obtenues pour les moments statiques dans les deux séries isotopiques mais aussi les derniers calculs effectués avec les cœurs pairs-pairs de platine et de mercure [Sau00] et renoncer alors à la

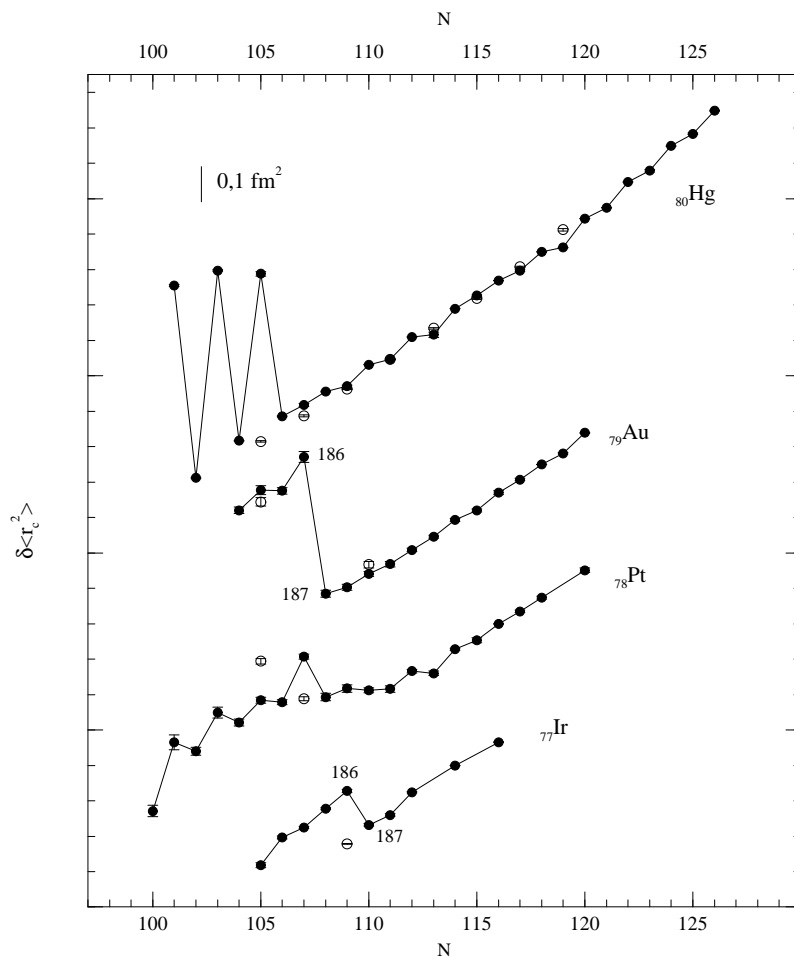


FIG. VI.1: Variation de rayon carré moyen de charge des noyaux de Hg, Au, Pt et Ir.

forme “oblate” pour les noyaux d’or ?

Il reste que le phénomène le plus intrigant, apte, à mon avis, à susciter des développements théoriques importants est cette apparente «stabilisation» de la forme globale du noyau apportée par la présence d’un proton non apparié.

L’iridium semble constituer le dernier membre de la série emblématique, porteuse des caractéristiques les plus marquantes de cette région : Hg-Au-Pt-Ir. Il faut mentionner néanmoins que de nouvelles perspectives s’offrent au système expérimental COMPLIS. La collaboration a en effet récemment orienté son attention vers l’autre flanc de la vallée de stabilité et entamé une série d’expériences sur les noyaux d’étain riches en neutrons. Il s’agit d’étudier le comportement du rayon carré moyen de charge au passage de la couche $N=82$ correspondant au noyau doublement magique ^{132}Sn . Ce type de mesure représente une contribution aux efforts considérables qui sont actuellement mis en œuvre pour comprendre l’évolution de la magie loin de la stabilité.

Bibliographie

- [Ahm83] S.A. Ahmad *et al.*, **Phys. Lett. B133**, 47 (1983)
- [Ahm88] S.A. Ahmad *et al.*, **Nucl. Phys. A483**, 244 (1988)
- [All82] A.L. Allsop, V.R. Green et N.J. Stone, **Hyp. Int.** 12, 289 (1982)
- [And75] S. André *et al.*, **Nucl. Phys. A243**, 229 (1975)
- [And79] S. André *et al.*, **Nucl. Phys. A325**, 445 (1979)
- [Ars69] D.A. Arseniev, A. Sobiczewski et V.G. Soloviev, **Nucl. Phys. A126**, 15 (1969)
- [Asa60] F. Asaro *et al.*, **Phys. Rev.** 120, 934 (1960)
- [Auf87] P. Aufmuth, K. Heilig et A. Steudel, **At. Data Nucl. Data Tables** 37, 455 (1987)
- [Bal80] V. I. Balykin *et al.*, **Sov. Phys. Usp.** 23, 678 (1980)
- [Bar99] N. Barré et C. Véron, COMPLIS, Notice utilisateurs (1999)
- [Bau70] J. Bauche et A. Crubellier, **Journal de Physique** 31, 429 (1970) ; J. Bauche *ibid.* 35, 19 (1974)
- [Bei75] M. Beiner *et al.*, **Nucl. Phys. A238**, 29 (1975)
- [Ben88] A. Ben Braham *et al.*, **Nucl. Phys. A482**, 553 (1988)
- [Ben91] A. Ben Braham *et al.*, **Nucl. Phys. A533**, 113 (1991)
- [Ben87] L. Bennour, Thèse, Université Paris-Sud (1987)
- [Ben87'] L. Bennour *et al.*, **Nucl. Phys. A465**, 35 (1987)
- [Bez00] E. Bezakova *et al.*, **Nucl. Phys. A669**, 241 (2000)
- [Boh50] A. Bohr et V.F. Weisskopf, **Phys. Rev.** 77, 94 (1950)
- [Boh52] A. Bohr, **Dan. Mat. Fys. Medd.** 26, n°14, (1952)
- [Boh53] A. Bohr et B.R. Mottelson **Dan. Mat. Fys. Medd.** 27, n°16, (1953)
- [Boh69] A. Bohr et B.R. Mottelson, Nuclear Structure, New York : Benjamin (1969)
- [Bon72] J. Bonn *et al.*, **Phys. Lett.** 38B, 308 (1972)
- [Boo92] M.G. Booth *et al.*, **Hyp. Int.** 75, 307 (1992)
- [Bri90] I. Brissaud *et al.*, **NIM B45**, 636 (1990)
- [Bür84] K.H. Bürger *et al.*, **Phys. Lett.** 140b, 17 (1984)
- [Büt78] S. Büttgenbach *et al.*, **Z. Physik A** 286, 333 (1978)
- [Car92] Carbone-Lorraine, Le graphite, matériau réfractaire (1992)
- [Car97] M.A. Cardona *et al.*, **Phys. Rev. C** 55, 144 (1997)

- [Car59] H.S. Carslaw et J.C. Jeager, *Conduction of Heat in Solids*, New York & London : Oxford University Press (1959)
- [Cas90] R.F. Casten, *Nuclear Structure From a Simple Perspective*, Oxford : Oxford University Press (1990)
- [Coh93] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu et F. Laloë, *Mécanique Quantique*, 4^{ème} édition, Paris : Hermann (1993)
- [Cra94] J.E. Crawford *et al.*, *Proceedings of the International Conference on Nuclear Shapes and Nuclear Structure at Low excitation Energies*, Antibes 20-25 Juin 1994, M. Vergnes, D. Gouttes, P.-H. Heenen et J. Sauvage éditeurs, Editions Frontières, p. 143 (1994)
- [Dav68] J. P. Davidson, *Collective Models of the Nucleus*, New York et Londres : Academic Press (1968)
- [Dea73] G. Dearnaley *et al.*, *Ion Implantation*, North-Holland Publishing Company, 495 (1973)
- [Dez90] A.M.G. Dezfuli, Thèse, Université McGill, Montréal (1990)
- [Duo89] H.T. Duong *et al.*, **Phys. Lett. B** 217, 401 (1989)
- [Ede85] R. Eder, E. Hagn et E. Zech, **Phys. Rev. C** 32, 582 (1985)
- [Ede90] R. Eder *et al.*, *Proceedings VIIIth Int. Conf. on hyperfine interaction*, Prague, Août 1989, **Hyp. Int.** 59, 83 (1990)
- [Ede90'] R. Eder *et al.*, **Hyp. Int.**, 59, 83 (1990)
- [Eks73] C. Ekström **Phys. Scr.** 7, 31 (1973)
- [Eks76] C. Ekström *et al.*, **Phys. Scr.** 14, 199 (1976)
- [Ell78] Y. A. Ellis *et al.*, **Phys. Rev. C** 18, 2713 (1978)
- [Eme73] G. T. Emery *et al.*, **Nucl. Phys. A211**, 189 (1973)
- [Fir96] R. B. Firestone et V. S. Shirley éditeurs, *Table of Isotopes*, 8ème édition, New York : John W (1996)
- [Flo73] H. Flocard *et al.*, **Nucl. Phys. A203** 433 (1973)
- [Fri00] B. Fricke et K. Rashid, communication privée
- [Fro83] C. Froese Fischer et L. Smentek-Mielczarek, **J. Phys. B** 16, 3479 (1982)
- [Gal58] C.J. Gallagher et S.A. Moszkowski, **Phys. Rev.** 111, 1282 (1958)
- [Gra80] I.P. Grant *et al.*, **Comput. Phys. Commun.** 21, 207 (1980) et les références incluses
- [Gro62] L. Grodzins, **Phys. Lett.** 2, 88 (1962)
- [Hag80] E. Hagn *et al.*, **Z. Phys. A** 297, 329 (1980)
- [Hag81] E. Hagn, H. Kleebauer et E. Zech, **Phys. Lett.** 104B, 365 (1981)
- [Hei74] K. Heilig et A. Steudel, **At. Data Nucl. Data Tables** 14, 613 (1974)
- [Hil89] T. Hilberath *et al.*, **Z. Phys.** 332, 107 (1989) ; **Z. Phys.** 342, 1 (1992)
- [Hoc73] R. Hochel *et al.*, **Nucl. Phys. A211**, 165 (1973)
- [Hör83] S. Hörbäck *et al.*, **Phys. Scr.** 28, 469 (1983)

- [Hur76] G.S. Hurst, M. H. Nayfeh et J.P. Young, **Phys. Rev. A** **15**, 2283 (1976)
- [Hur79] G.S. Hurst *et al.*, **Rev. Mod. Phys.** **51**, 767 (1979)
- [Ibr94] F. Ibrahim *et al.*, **Z. Phys. A** **350**, 9 (1994)
- [Ibr94'] F. Ibrahim, Thèse, Université Paris 7 (1994)
- [Iso93] ISOLDE PS-Booster Facility at CERN : experiments with slow radioactive beams, **Nucl. Phys. News** **3**, 5 (1993)
- [Jen99] K. Jentoft-Nilsen *et al.*, **Phys. Rev. C** **59**, 2422 (1999)
- [Jes55] W.P. Jesse et J. Sadauskis, **Phys. Rev.** **100**, 1755 (1955)
- [Kau76] S.L. Kaufmann, **Opt. Comm.** **17**, 309 (1976)
- [Ker56] A.K. Kerman, **Dan. Mat. Fys. Medd.** **30**, n°15, (1956)
- [Kil89] P. Kilcher *et al.*, **NIM A** **274**, 485 (1989)
- [Kil92] P. Kilcher *et al.*, **NIM B** **70**, 537 (1992)
- [Kin73] W.H. King *et al.*, **Z. Phys.** **265**, 207 (1973)
- [Kop58] H. Kopfermann, Nuclear Moments, New York : Academic Press (1958)
- [Kre77] A.J. Kreiner *et al.*, **Nucl. Phys. A** **282**, 243 (1977)
- [Kre78] A.J. Kreiner, **Z. Phys. A** **288**, 373 (1978)
- [Kre84] A.J. Kreiner *et al.*, **Phys. Rev. C** **29**, 1572 (1984)
- [Kre84'] A.J. Kreiner *et al.*, **Nucl. Phys. A** **425**, 397 (1984)
- [Kre85] A.J. Kreiner *et al.*, **Nucl. Phys. A** **432**, 451 (1985)
- [Kre86] A.J. Kreiner *et al.*, **Phys. Rev. C** **34**, 1150 (1986)
- [Kre86] A.J. Kreiner *et al.*, **Nucl. Phys. A** **489**, 525 (1988)
- [Kre90] A.J. Kreiner *et al.*, **Phys. Rev. C** **42**, 878 (1990)
- [Kre90'] A.J. Kreiner, **Nucl. Phys. A** **520**, 225c (1990)
- [Lab73] J.J. Labarthe, **J. Phys. B** **6**, 1761 (1973)
- [Lam69] I.-L. Lamm, **Nucl. Phys. A** **125** 504 (1969)
- [LeB89] F. Le Blanc, Thèse, Université Paris VII (1989)
- [LeB92] F. Le Blanc *et al.*, **NIM B** **72**, 111 (1992)
- [LeB97] F. Le Blanc *et al.*, **Phys. Rev. Lett.** **79**, 2213 (1997)
- [LeB99] F. Le Blanc *et al.*, **Phys. Rev. C** **60**, 054310 (1999)
- [LeB99'] F. Le Blanc, Comptes Rendus de l'Ecole Joliot-Curie : Noyau, Champ, Cortège, 149 (1999)
- [Lee88] J. Lee *et al.*, **Phys. Rev. C** **38**, 2985 (1988)
- [Let97] J. Lettry *et al.*, **NIM B** **126**, 170 (1997)
- [Let97'] J. Lettry *et al.*, **NIM B** **126**, 130 (1997)
- [Lib82] J. Libert, M. Meyer et P. Quentin, **Phys. Rev. C** **25**, 586 (1982)
- [Lib83] S. Liberman, L. Cabaret, J. Pinard et A. Taleb, **Revue de Cethedec- ondes et signal** NS 83-2 (1983)

- [Löb70] K.E.G. Löbner, M. Vetter et V. Hönig, **Nuc. Data Tables** **A7** 495 (1970)
- [Łuk79] J. Łukasiak *et al.*, **Nucl. Phys.** **A313**, 191 (1979)
- [Mår82] A.-M. Mårtensson et S. Salomonson, **J. Phys.** **B** 15, 2115 (1982)
- [Mar71] B. R. Martin, *Statistics for physicists*, Academic Press (1971)
- [Mey75] J. Meyer ter Vehn, **Phys. Let.** **55B** 273 (1975)
- [Mey79] M. Meyer *et al.*, **Nucl. Phys.** **A316** 93 (1979)
- [Möl95] P. Möller *et al.*, **At. Data Nucl. Data Table** 59, 185 (1995)
- [Mor73] Morgen *et al.*, **Nucl. Phys.** **A204**, 81 (1973)
- [Mot59] B. R. Mottelson *et al.*, **Mat. Fys. Dan. Vid. Selsk.** **1** (1959)
- [Mur58] K. Murakawa et T. Kamei, **Phys. Rev.** 110, 393 (1958)
- [Mye69] W.D. Myers et W.J. Swiatecki, **Ann. Phys.** 55, 395 (1969)
- [Mye83] W.D. Myers et K.-H. Schmidt, **Nucl. Phys.** **A410**, 61 (1983)
- [Nar68] A. Narath, **Phys. Rev.** 165, 506 (1968)
- [New62] N.D. Newby, **Phys. Rev.** 125, 2063 (1962)
- [Nil55] S.G. Nilsson, **Dan. Mat. Fys. Medd.** 29, n°16, (1955)
- [Nil69] S. G. Nilsson *et al.*, **Nucl. Phys.** **A131**, 1 (1969)
- [Nør71] P. Nørgaard *et al.*, **Nucl. Phys.** **A162**, 449 (1971)
- [Obe93] J. Obert, Rapport Annuel de l'IPN d'Orsay, activités générales et recherches techniques, 55 (1993)
- [Ohy88] S. Ohya *et al.*, **J. Phys.** **G14**, 365 (1988)
- [Pas94] G. Passler *et al.*, **Nucl. Phys.** **A580**, 173 (1994)
- [Pie69] R. Piepenbring et H. Nopre, **Nucl. Phys.** **A133**, 113 (1969)
- [Pie80] R. Piepenbring, **Z. Phys. A** 297, 73 (1980)
- [Pin77] J. Pinard et S. Liberman, **Opt. Commun.** **20**, 344 (1977)
- [Pin97] J. Pinard *et al.*, Proc. 3rd Int. Workshop on application of lasers in atomic nuclear research, Poznan (Pologne) 1997, Dubna : JINR, 30 (1998)
- [Por86] M.-G. Porquet *et al.*, **Nucl. Phys.** **A451** 365 (1986)
- [Por89] M. G. Porquet *et al.*, **Nucl. Phys.** **A499**, 495 (1989)
- [Pre88] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky et W. T. Vetterling, *The Art of Scientific Computing*, Cambridge University press (1988)
- [Pri71] R. H. Price *et al.*, **Nucl. Phys.** **A176**, 338 (1971)
- [Pro74] P. T. Prokofiev *et al.*, **Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser.** 38, 104 (1974)
- [Rag88] P. Raghavan, **At. Data Nucl. Data Tables** **42**, 189 (1989)
- [Ram89] S. Raman *et al.*, **At. Data Nucl. Data Tables** **42**, 1 (1989)
- [Rou98] B. Roussière *et al.*, IPNO-DR 98-14 (1998)
- [Rou00] B. Roussière *et al.*, IPNO-DR 00-22 (2000)
- [Rub75] H. Rubinsztein *et al.*, **Phys. Lett.** **58B**, 283 (1975)

- [Sah81] R. Sahu, M. Satpathy et L. Satpathy, **Phys. Rev. C** 23, 1777 (1981)
- [San70] G. Sanzone, **Rev. Sci. Inst.** 41, 741 (1970)
- [Sau81] J. Sauvage, P. Quentin et H. Flocard, **Nucl. Phys. A** 370 231 (1981)
- [Sau95] J. Sauvage *et al.*, **Nucl. Phys. A** 592, 221 (1995)
- [Sau98] J. Sauvage *et al.*, ENAM98 : Exotic Nuclei and Atomic Masses, B.M. Sherril, D.J. Morrissey et C.N. Davids éditeurs, A.I.P., 585 (1998)
- [Sau00] J. Sauvage, communication privée
- [Sav88] G. Savard, Thèse, Université McGill, Montréal (1988)
- [Sav90] G. Savard *et al.*, **Nucl. Phys. A** 512 241 (1990)
- [Sch72] C. Sébille-Schück, Thèse, Université Paris Sud, Orsay (1972)
- [Sch79] C. Sébille-Schück *et al.*, **Nucl. Phys. A** 325, 421 (1979)
- [Sch80] C. Schück *et al.*, Proceedings Int. Symp. on future direction on studies of nuclei far from stability, Nashville, Tennessee (1980) 127
- [See96] G. Seewald *et al.*, **Phys. Rev. Lett.** 77, 5016 (1996)
- [Sel69] E. C. Seltzer, **Phys. Rev.** 188, 1916 (1969)
- [Sob92] I.I. Sobelman, Atomic spectra and Radiative Transitions, 2^{de} édition Springer-Verlag, Berlin (1992)
- [Sod75] M. Sodan *et al.*, **Nucl. Phys. A** 237, 333 (1975)
- [Ste73] F.S. Stephens, R.M. Diamond et S.G. Nilsson **Phys. Lett.** 44B, 429 (1973)
- [Ste75] F.S. Stephens, **Rev. Mod. Phys.** 47, 43 (1975)
- [Ste66] R.M. Sternheimer, **Phys. Rev.** 146, 140 (1966)
- [Ste67] R.M. Sternheimer, **Phys. Rev.** 164, 10 (1967)
- [Str61] H.H. Stroke, R.J. Blin-Stoyle et V. Jaccarino, **Phys. Rev.** 123, 1326 (1961)
- [Tan83] Y. Tanaka *et al.*, **Phys. Rev. Lett.** 51, 1633 (1983)
- [Tan84] Y. Tanaka *et al.*, **Phys. Rev. C** 29, 1830 (1984)
- [Tor85] G. Torbohm, B. Fricke et A. Rosén, **Phys. Rev. A** 31, 2038 (1985)
- [Tra97] J. P. Traverse, Encyclopædia Universalis, CD-ROM (1996)
- [Ulm86] G. Ulm *et al.*, **Z. Phys. A** 325, 247 (1986)
- [Vie79] Ch. Vieu *et al.*, **Z. Phys. A** 290, 301 (1979)
- [Wal87] K. Wallmeroth *et al.*, **Phys. Rev. Lett.** 58, 1516 (1987)
- [Wal89] K. Wallmeroth *et al.*, **Nucl. Phys. A** 493, 224 (1989)
- [Wic67] E.H. Wichmann, Quantum Physics, Berkeley physics course Volume 4, Mcgraw-Hill (1967)
- [Wil55] W. C. Wiley et I. H. McLaren, **Rev. Sci. Inst.** 26, 1150 (1955)
- [Zaw85] D. Zawischa, **Phys. Lett.** 155B, 309 (1985)
- [Zer79] A. Zerrouki, Thèse, Université Paris Sud, Orsay (1979)

Ce travail consiste dans la mesure par spectroscopie laser par ionisation résonnante des propriétés des isotopes déficients en neutrons de l'iridium $^{182-189}\text{Ir}$, $^{186}\text{Ir}^m$ et des isotopes stables $^{191,193}\text{Ir}$, ainsi que l'interprétation de ces résultats. Les spectres hyperfins ont été constitués pour la transition atomique à 351,7 nm entre l'état fondamental $5d^7 6s^2 \ ^4F_{9/2}$ et l'état excité $5d^7 6s 6p \ ^6F_{11/2}$. Les isotopes radioactifs de l'iridium ont été obtenus par la décroissance β^+ / EC des noyaux de mercure radioactifs implantés sur un support de graphite. Les noyaux de mercure radioactifs ont été produits à ISOLDE au CERN par spallation, en bombardant une cible de plomb fondu avec le faisceau de proton de 1 GeV du PS-Booster. Les moments dipolaires magnétiques et quadrupolaires spectroscopiques ont été extraits des spectres hyperfins. La variation du rayon carré moyen de charge, déduite du déplacement isotopique du centre de gravité de ces spectres, présente une rupture entre ^{187}Ir et $^{186}\text{Ir}^g$ qui s'accompagne d'une augmentation brusque de la déformation : de $\beta_2 \simeq 0,16$ à $\beta_2 > 0,2$. Ces résultats ont été analysés dans le cadre d'un modèle à rotor axial plus une et deux quasiparticules. Les fonctions d'onde des cœurs d'osmium et de platine utilisées pour décrire les noyaux d'iridium ont été calculées par la méthode HF+BCS avec l'interaction de Skyrme SIII. Les cœurs ont été contraints à adopter la valeur expérimentale du paramètre de déformation de l'iridium extraite du déplacement isotopique. On montre alors que la variation brusque de déformation correspond à un changement de l'état de proton qui décrit l'état fondamental des noyaux impairs ou qui participe à la configuration proton-neutron dans les noyaux impairs-impairs. Cet état est identifié comme l'orbitale $\pi 3/2^+ [402]$ pour les noyaux les moins déformés et $\pi 1/2^- [541]$ issue de la sous-couche $h_{9/2}$ pour les plus déformés.

Resonance ionization spectroscopy was performed on neutron deficient iridium isotopes $^{182-189}\text{Ir}$, $^{186}\text{Ir}^m$ and stable isotopes $^{191,193}\text{Ir}$. Hyperfine spectra were recorded from the optical transition at 351,7 nm between the $5d^7 6s^2 \ ^4F_{9/2}$ ground state and the $5d^7 6s 6p \ ^6F_{11/2}$ excited state. Radioactive iridium isotopes were obtained from β^+ / EC decay of radioactive mercury nuclei deposited on a graphite substrate. The radioactive mercury nuclei were produced at the ISOLDE facility at CERN through spallation reactions, by bombarding a molten lead target with the 1 GeV proton beam delivered by the PS-Booster. Magnetic dipole moments and spectroscopic quadrupole moments were extracted from the hyperfine spectra. The mean square charge radius variations, as deduced from the measured isotopic shift, show a sharp change between ^{187}Ir and $^{186}\text{Ir}^g$, accompanied by a sudden increase in deformation : from $\beta_2 \simeq 0,16$ to $\beta_2 > 0,2$. These results were analysed in the framework of an axial rotor plus one or two quasiparticles. The wave functions of the osmium and platinum cores which are used in order to describe the iridium nuclei were calculated from the HF+BCS method with the Skyrme SIII effective interaction. The cores were constrained to take the deformation parameters extracted from the isotopic shift measurements. One shows then, that this sudden deformation change corresponds also to a change in the proton state that describes the odd nuclei ground state or that participates in the coupling with the neutron in odd-odd nuclei. This state is identified with the $\pi 3/2^+ [402]$ orbital for the smaller deformation nuclei and with the $\pi 1/2^- [541]$ orbital stemming from the $h_{9/2}$ subshell for the bigger deformation nuclei.